
1817
ARTES
SCIENTIA
VERITAS
LIBRARY OF THE
UNIVERSITY OF MICHIGAN
TUEBOR
SI QUÆRIS PENINSULAM AMŒNAM
CIRCUMSPICE



JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

PARIS. — IMPRIMERIE DE GAUTHIER-VILLARS,
5865 Quai des Augustins, 55.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

PUBLIÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET

MM. E. BOUTY, A. CORNU, L. MASCART, A. POTIER.

TOME NEUVIÈME. — ANNÉE 1880.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
22, RUE DENFERT-ROCHEREAU, 22.

1880

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

SUR LES LOIS THERMIQUES DE L'ÉTINCELLE ÉLECTRIQUE DANS LES GAZ;

PAR M. EMILIO VILLARI.

(EXTRAIT PAR L'AUTEUR.)

Plusieurs physiciens se sont occupés des différentes propriétés de l'étincelle électrique, et quelques-uns surtout, parmi lesquels je citerai Poggendorff, étudièrent ses propriétés thermiques, en cherchant par des thermomètres ordinaires à déterminer la différence de température dans ses points divers. J'ai entrepris, depuis l'année passée, une étude plus générale sur l'étincelle et j'ai voulu examiner quelles lois thermiques suit l'étincelle, lorsqu'elle se produit dans les gaz. Je vais exposer les points essentiels de mes recherches, déjà données dans un Mémoire (¹) très étendu.

I. L'appareil dont je me suis servi pour ces recherches se compose principalement d'un *thermomètre à étincelle* que j'ai imaginé. Il est formé d'un ballon de verre ayant environ 1^{lit} de capacité, avec quatre tubulures, deux horizontales et deux verticales.

Par les deux premières, grâce à des garnitures de laiton, des bouchons de liège et du mastic, pénètrent dans l'intérieur du ballon

(¹) *Rendiconti dell' Accademia delle Scienze di Bologna*, 1879, et *Nuovo Cimento*, p. 161; 1879.

deux électrodes de laiton, terminées intérieurement par des fils de platine ou d'argent courts et pointus, et extérieurement par des petites boules de laiton. A la tubulure verticale supérieure est mastiqué un robinet, et l'inférieure porte un long tube de verre ayant environ $0^m,003$ de diamètre intérieur. Celui-ci plonge dans une solution de 3 parties de glycérine et 1 d'eau distillée, et cette solution s'élève de quelques décimètres dans le tube et sert d'index. Le ballon est recouvert d'une couche de vernis d'une épaisseur de $0^m,002$ et suspendu dans une caisse de bois dont les parois sont éloignées de quelques centimètres du ballon. Enfin les parois de la caisse qui correspondent aux électrodes sont d'ébonite et percées de manière que les électrodes ne les touchent pas, de sorte que le ballon est parfaitement isolé (chose d'une nécessité indispensable dans ces recherches) et garanti des irradiations perturbatrices.

Ce thermomètre était mis dans le circuit d'une batterie de bouteilles de Leyde, parfaitement isolée. Une bouteille électrométrique, introduite dans le circuit, mesurait les charges données à la batterie, et le circuit, gardé interrompu pendant la charge, pouvait se fermer en abaissant avec une baguette d'ébonite un bras de laiton, fait exprès, isolé sur une colonne de verre vernissée de la même manière. La décharge passait alors par le ballon, et l'abaissement de la glycérine dans le tube, mesuré avec une échelle divisée en millimètres, marquait le réchauffement du gaz parcouru par l'étincelle. La batterie était chargée par une machine de Holtz.

II. Mes premières recherches eurent pour but d'étudier la relation entre la quantité de chaleur développée par une étincelle électrique et la quantité d'électricité qui la produit. C'est pourquoi je chargeais une batterie de dix-huit bouteilles de Leyde avec une charge électrique qui variait de 16 à 56 unités (l'unité prise par moi est la décharge électrométrique gardée toujours constante). Ensuite je déchargeais la batterie à travers le ballon et je mesurais le réchauffement de celui-ci. Mes essais furent exécutés sur l'air, sur l'oxygène, sur l'azote, sur l'hydrogène et sur l'acide carbonique parfaitement secs, et de tous les résultats que j'ai obtenus je vais en enregistrer quelques-uns seulement.

Charges Q.	Chaleur développée C.	Rapport Q : C.
12	3,2	3,75
15	4,9	3,75.
18	5,3	3,40
21	5,6	3,06
24	6,1	3,93
28	9,7	2,89
32	11,0	2,91
36	10,8	3,33
40	11,5	3,74
44	12,6	3,49
48.	14,4	3,34
52	15,5	3,35
	Moyenne...	3,41

Les rapports indiqués dans la troisième colonne oscillent tout près de la moyenne, quoique les charges employées aient beaucoup varié. On peut énoncer la loi suivante.

Première loi. — Le calorique développé par l'étincelle électrique dans les gaz est directement proportionnel à la quantité d'électricité qui la produit.

Avant d'aller plus loin, il est bon de faire remarquer que le rapport Q : C peut nous donner une idée de la conductibilité des différents gaz, car, lorsque la conductibilité augmente, C diminue et la valeur de Q : C augmente. Pour les différents gaz examinés par moi, elle est la suivante :

Noms des gaz.	Rapport moyen Q : C ou conductibilité.
Hydrogène................	3,200
Azote....................	2,095
Air......................	2,090
Oxygène..................	2,000
Acide carbonique................	1,950

Par les nombres précédents on s'aperçoit que la conductibilité de l'air est comprise, comme c'est naturel, entre celle de l'oxygène et celle de l'azote, que l'acide carbonique est parmi tous le moins

conducteur et que l'hydrogène est le plus conducteur, et ce dernier résultat concorde avec quelques essais de M. Becquerel, exécutés par une méthode tout à fait différente.

III. Après avoir démontré cette première loi, que j'appellerai *loi des quantités*, je cherchai à déterminer l'effet de la longueur de l'étincelle sur la chaleur développée. Cependant, pour résoudre ce problème, je dus trouver une manière pour mesurer la quantité d'électricité qui passait dans la décharge lorsqu'elle produisait des étincelles de longueur différente, et pour le faire je me servis d'un galvanomètre de Wiedemann avec une ou deux bobines de fil de cuivre recouvert de gutta-percha. Par cet appareil, les déviations produites par la décharge d'une batterie étaient très régulières et les mesures galvanométriques pouvaient se faire avec facilité, exactitude, et sans aucun de ces artifices reconnus comme indispensables par M. Colladon, Faraday et autres ([1]).

D'après tous les essais que j'ai faits avec le galvanomètre, j'ai pu confirmer, même dans ce cas, que les déviations galvanométriques produites par les décharges d'un même condensateur sont indépendantes de la longueur de l'étincelle qui se produit dans le circuit interrompu dans un point donné.

En outre, pour mieux établir cette loi capitale, dans mes recherches ultérieures j'ai mesuré, avec deux méthodes tout à fait rigoureuses et différentes, la charge résiduelle de la batterie après la production de chaque décharge, et j'ai trouvé ce résidu toujours constant pour des étincelles qui variaient de $0^m,001$ à $0^m,030$, en supposant la charge initiale toujours la même.

IV. Cela établi, j'ai étudié l'influence de la longueur de l'étincelle sur la chaleur dégagée. Je me servis des bouteilles ordinaires et j'introduisis dans leur circuit le thermomètre à étincelle que j'ai déjà décrit. Après, je chargeai la batterie avec une charge toujours constante ; ensuite je la déchargeai à travers le thermomètre et j'en observai les déviations. Je m'aperçus, après plusieurs essais, qu'à cause des trop grandes longueurs de l'étincelle dans le ballon une partie de l'électricité se dissipait à la surface et par les sup-

([1]) *Voir* Mascart, *Électricité*, §§ 239 et suiv. Paris, 1879.

ports ; c'est pourquoi je dus tout isoler de la manière la plus parfaite, et je le fis comme j'ai dit plus haut. Je fis ensuite beaucoup d'essais avec des étincelles de longueurs différentes, et j'inscris dans le Tableau suivant quelques-uns des résultats moyens que j'ai obtenus :

Hydrogène. — Ballon B.

Numéro d'ordre.	Charge Q.	Longueur de l'étincelle L.	Chaleur C.	Rapport C : L.
1...........	45	16,5	12,2	0,74
2...........	»	22,5	15,9	0,71
3...........	»	24,6	17,03	0,69
4...........	»	28,4	19,53	0,69
5...........	»	33,2	21,73	0,65
6...........	»	37,0	25,66	0,69
7...........	»	42,8	29,33	0,68
8...........	»	45,8	30,95	0,67
9...........	»	51,0	37,00	0,72
10...........	»	55,4	41,16	0,74
	Moyenne....			0,70

Dans ce Tableau sont donnés les résultats relatifs à l'hydrogène, et de ceux-ci on s'aperçoit que, la longueur de l'étincelle ayant varié de 16,5, à 55,4, c'est-à-dire comme 1 : 3,4, le rapport C : L entre la chaleur développée par l'étincelle et sa longueur reste presque absolument constant, comme on le voit dans la dernière colonne de la Table précédente. Voilà pourquoi nous pouvons énoncer la loi suivante.

Deuxième loi. — La quantité de chaleur développée par l'étincelle électrique dans un gaz augmente en proportion de sa longueur.

Cette loi, qui est analogue à celle trouvée par Riess pour les métaux traversés par la décharge, nous mène à deux conclusions importantes. La première, c'est que la température de l'étincelle dans ses points divers est indépendante de sa longueur. La seconde, c'est que, comme pour les métaux, la quantité de chaleur développée est proportionnelle à la longueur du fil ou bien à sa résistance ;

ainsi, même dans les gaz, la chaleur développée étant proportionnelle à la longueur de la couche parcourue, la résistance du gaz doit être proportionnelle à sa longueur. D'après cela, nous pouvons énoncer les corollaires suivants :

a. La température de l'étincelle électrique en différents points est indépendante de sa longueur.

b. La résistance électrique des gaz est proportionnelle à l'épaisseur de la couche gazeuse.

V. Après de telles recherches, je voulus déterminer l'influence qu'exerce la surface de la batterie sur les phénomènes thermiques et galvanométriques. Dans ce but, j'introduisis dans le circuit de la batterie isolée, dont je pouvais facilement augmenter ou diminuer le nombre des bouteilles, le galvanomètre et le thermomètre à étincelle. Je communiquai ensuite une charge constante à la batterie, et, après, je déchargeai la batterie à travers le galvanomètre et le thermomètre. Chaque expérience fut répétée au moins trois fois, et quelques-uns des résultats moyens sont donnés dans le Tableau suivant :

Ballon B. — Électrodes d'argent.

Numéro d'ordre.	Nombre des bouteilles.	Chaleur.	Déviations galvanométriques.
1	12	10,0	42
2	18	9,6	43
3	24	10,7	42
4	30	9,5	41
5	36	9,5	42

Dans le Tableau précédent, on a indiqué le nombre des bouteilles, la chaleur dégagée et les déviations galvanométriques produites par la décharge, et de ce Tableau on relève, comme tout à fait certaine, la loi suivante.

Troisième loi. — La chaleur ainsi que les déviations galvanométriques produites par la décharge d'un condensateur sont indépendantes de sa surface :

Pour achever ce rapide abrégé de mes essais sur l'étincelle, je dirai que j'ai fait quelques observations pour montrer l'influence

qu'exerce la variation du circuit extérieur sur les phénomènes thermiques de l'étincelle.

Les résultats moyens que j'obtins de différentes mesures démontrèrent que le réchauffement du thermomètre par une décharge donnée diminue lorsque la résistance du circuit extérieur augmente, et les déviations galvanométriques en sont indépendantes. Enfin j'ai étudié encore l'influence de la direction de la décharge dans le ballon quand elle avait lieu entre un disque et une pointe qui terminaient les électrodes, et il ne me fut jamais possible d'apercevoir aucune influence de la direction de l'étincelle sur la chaleur qu'elle produit.

DE LA PROJECTION DES IMAGES FORMÉES ENTRE DEUX MIROIRS PLANS;

PAR M. E. BIBART,
Professeur de Physique au Lycée de Nantes.

Le *Journal de Physique* [1] contient une Note relative à la production des images entre deux miroirs plans. L'auteur de cette Note montre que les images produites dans l'angle aOb, opposé à l'angle des miroirs AOB, sont toujours parfaitement nettes, quel que soit l'angle des miroirs, bien que la théorie semble indiquer une superposition d'images qui produirait, dans la plupart des cas, une confusion.

Cette remarque s'applique, en effet, au cas où l'on regarde directement les images produites entre les deux miroirs. Il n'en est plus de même lorsqu'on projette ces images sur un tableau : les images se superposent alors dans l'angle aOb, et cette partie de la projection n'est absolument nette que dans le cas où l'angle AOB est un sous-multiple pair de la circonférence, $AOB = \frac{2\pi}{2n}$, n étant un nombre entier.

Dans le cas où l'objet lumineux se réduit à un point et lorsque $AOB = \frac{2\pi}{2n}$, le point lumineux qu'on voit apparaître dans l'angle

---

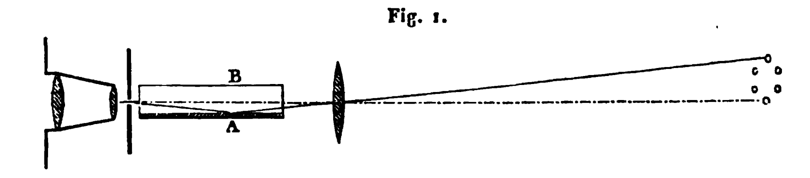
[1] T. VIII, p. 129, année 1879.

aOb résulte de la superposition de deux images; il suffit de faire varier tant soit peu l'angle des miroirs pour voir aussitôt ce point se dédoubler.

En projetant le phénomène sur un écran, il sera donc facile de vérifier toutes les indications de la théorie relativement au nombre des images, et l'on pourra, comme je le fais depuis deux ans déjà, dans mon Cours de l'École des Sciences, rendre le phénomène sensible pour tout un auditoire.

Pour faire cette projection, on peut concentrer les rayons solaires (ou la lumière Drummond), à l'aide du focus du microscope solaire, sur un trou assez fin percé dans un écran noirci (*fig.* 1). Derrière

Fig. 1.



cet écran on place les miroirs, l'un d'eux A horizontalement, et, à la suite, une lentille qui donne sur le tableau une image nette du trou percé dans l'écran. Il suffit alors de faire varier l'inclinaison du second miroir B pour voir le nombre des images augmenter successivement par le dédoublement de l'une d'elles.

On peut projeter de la même façon les images du kaléidoscope, les images multiples dans une glace étamée, les images multiples formées entre deux miroirs parallèles, les cercles concentriques qu'on voit apparaître dans un cylindre creux dont le fond est percé d'un trou situé sur l'axe, etc.

SUR LA COMPRESSIBILITÉ DE L'AIR ET DE L'ACIDE CARBONIQUE A 100°, D'APRÈS LES EXPÉRIENCES DE M. REGNAULT;

PAR M. E. BOUTY.

I. Dans son Mémoire sur la densité des gaz (¹), Regnault établit

(¹) *Relation des expériences*, etc., t. I, p. 139 et 148.

par des pesées que la densité absolue de l'air à 0° et pour des pressions inférieures à 760^{mm} demeure très sensiblement proportionnelle à la pression et qu'il en est de même de la densité 1,5241 de l'acide carbonique par rapport à l'air à 100°, d'où il résulterait que l'acide carbonique, soumis à des pressions inférieures à celle de l'atmosphère, obéit sensiblement à la loi de Mariotte à 100°.

On peut tirer des conclusions plus étendues et plus certaines de la comparaison des coefficients de dilatation des gaz sous pression constante et sous volume constant, mesurés par M. Regnault (1) avec les formules du même expérimentateur (2) relatives à la compressibilité des gaz à 0°. Ce travail a été tenté notamment par M. Reye (3) et par M. Schröder van den Kolk (4). Les principes en sont tout à fait élémentaires.

II. Occupons-nous d'abord de l'air. La formule (5) de sa compressibilité à 0° est

$$(1)\qquad P = \frac{V_0}{V}\left[1 - A\left(\frac{V_0}{V} - 1\right) + B\left(\frac{V_0}{V} - 1\right)^2\right]$$

$$\log A = \bar{3},0435120,$$
$$\log B = \bar{5},287351,$$

qui permet de calculer les volumes V_1, V_2, V_3, ... d'une même masse d'air sous les pressions P_1, P_2, P_3, ... A 100°, cet air occupera les volumes

$$\begin{array}{lll} V_1(1+100\alpha_1) & \text{sous la pression} & P_1, \\ V_2(1+100\alpha_2) & \text{»} & P_2, \\ V_3(1+100\alpha_3) & \text{»} & P_3, \end{array}$$

α_1, α_2, α_3, ... étant les coefficients de dilatation de l'air sous les pressions constantes P_1, P_2, P_3, ...

On pourrait chercher à relier ces pressions et ces volumes par une formule empirique analogue à (1). Au lieu de cela, admettons

(1) *Relation des expériences*, etc., t. I, p. 96 à 121.
(2) *Ibid.*, p. 329 à 429.
(3) Reye, *Ann. de Pogg.*, t. CXVI, p. 424.
(4) Schröder van den Kolk, *Ann. de Pogg.*, t. CXVI, p. 429, et t. CXXVI, p. 433.
(5) Dans cette formule la pression P est évaluée en mètres de mercure; le volume V_0 correspond à la pression de 1^m.

que l'air obéisse à la loi de Mariotte ; nous aurons

$$(2)\quad V_1P_1(1+100\alpha_1)=V_2P_2(1+100\alpha_2)=V_3P_3(1+100\alpha_3)=R.$$

R est une constante qui se déduit d'une expérience

$$V_0P_0(1+100\alpha_0)\ (^1).$$

Calculons maintenant les valeurs du coefficient de dilatation α sous pression constante au moyen des formules (1) et (2); nous trouverons :

Pression à 0°.	100 α observé.		100 α calculé.	Différence.
mm 1678,40. . .	0,36760	0,36780	0,368013	— 0,000213
1692,53....	0,36800			
2144,18....	0,36894		0,36853	+ 0,00041
3655,66....	0,37091		0,37070	+ 0,00021

L'identité des nombres observés et calculés nous autorise à admettre que l'air à 100° obéit à la loi de Mariotte, tout au moins pour les pressions comprises entre 1^{atm} et 5^{atm}.

Les expériences manométriques font défaut au-dessous de 760^{mm} de pression ; on est obligé d'admettre, soit que la formule (1) continue à s'appliquer aux basses pressions, soit (comme l'a fait Regnault en s'appuyant sur les expériences de pesée déjà signalées) que la loi de Mariotte est applicable à l'air à 0° dans ces conditions. Si la loi de Mariotte était exacte à la fois à 0° et à 100°, le coefficient de dilatation sous volume constant devrait demeurer invariable pour toutes les pressions inférieures à 760^{mm}, tandis que ce coefficient décroîtrait un peu si la compression s'exécutait d'après la formule (1); il décroît encore davantage d'après les expériences directes, ce qui doit tenir à quelque cause d'erreur inhérente à la mesure des dilatations, quand la pression est faible :

Pressions à 0°.	100 α observé.	100 α calculé d'après la formule (1).
mm 760..........	0,36650	0,36650
374,95.......	0,36580	0,36607
174,36.......	0,36513	0,36580
109,72.......	0,36482	0,36565

(1) Nous admettons comme exacte la valeur 0,003665 du coefficient moyen de dilatation de l'air sous la pression de 760^{mm} à 0°.

Jusqu'ici nos vérifications n'ont porté que sur les coefficients déterminés par Regnault sous pression constante. Le même mode de calcul est applicable aux déterminations faites sous volume constant. Alors, dans les expériences successives, les volumes V_1, V_2, V_3 restent constants et les pressions sont $P_1(1+100\beta_1)$, $P_2(1+100\beta_2)$, $P_3(1+100\beta_3)$, β_1, β_2, ... étant les coefficients de dilatation sous les volumes constants V_1, V_2, ... En supposant que la loi de Mariotte s'applique, on retombe sur les mêmes formules que dans le cas précédent.

Remarquons en particulier que le coefficient moyen de dilatation β sous la pression constante P et le coefficient moyen α sous le volume constant V, correspondant à la pression initiale P, doivent être identiques.

$$P(1+100\alpha)V = PV(1+100\beta), \quad \alpha = \beta.$$

Cette relation n'est pas tout à fait vérifiée par les expériences de Regnault sur l'air. On a, en effet, pour les pressions suivantes :

P.	100 α.	100 β.	Différence.
mm 760.......	0,3665	0,3670	0,00050
2572.......	0,36912	0,36954	0,00042

On remarquera que la différence $\beta - \alpha$ est une quantité très faible et sensiblement indépendante de la pression, ce qui doit tenir à la différence des méthodes de mesure.

III. On peut faire les mêmes calculs pour l'acide carbonique, et l'on constate sans peine que la loi de Mariotte n'est pas applicable à 100°. On en jugera par le Tableau suivant, dressé dans cette hypothèse et au moyen de la formule

$$(3) \qquad P = \frac{V_0}{V}\left[1 - A\left(\frac{V_0}{V} - 1\right) - B\left(\frac{V_0}{V} - 1\right)^2\right],$$

$$\log A = \bar{3},9310399,$$
$$\log B = \bar{6},8624721,$$

de la compressibilité de l'acide carbonique à 0°:

Pression à 0°.	100 α observé.	100 α calculé.
mm		
901,09.........	0,36943	0,37025
1742,93.........	0,37523	0,38035
3589,07.........	0,38598	0,40402

Dès la pression de $1230^{mm},37$ (qui correspond à $901^{mm},09$ à 0°), l'acide carbonique à 100° se comprime plus énergiquement que ne l'indiquerait la loi de Mariotte, et cet effet s'exagère à mesure que la pression s'élève. On arrive à la même conclusion par la comparaison des coefficients de dilatation α et β; pour $P = 760^{mm}$, on a

$$100\alpha = 0,36856, \quad 100\beta = 0,37099,$$

et la différence est absolument en dehors des limites que l'on peut assigner aux erreurs d'expérience ou à l'imperfection des méthodes.

IV. Dans ce qui précède, je n'ai eu d'autre but que de donner un exemple de la méthode que l'on emploie dans ces questions. Les auteurs des Mémoires que j'ai signalés ont essayé d'aller plus loin.

M. Reye a cru pouvoir rattacher à la théorie mécanique de la chaleur la formule

$$PV = PR(\varpi T - S) + RT, \tag{4}$$

où ϖ, R et S sont des constantes caractéristiques de chaque gaz ([1]). Il est à remarquer que, d'après cette formule, la loi de Mariotte serait applicable à un gaz seulement à la température T définie par la relation

$$\varpi T - S = 0; \tag{5}$$

pour des températures plus hautes, les gaz s'écarteraient de la loi de Mariotte dans le même sens que l'hydrogène à 0°; pour des températures plus basses, dans le même sens que l'air à 0°. M. Reye

([1]) Nous ne donnons pas les valeurs numériques de ces constantes indiquées par M. Reye, lesquelles (sans doute par suite de fautes d'impression) conduiraient à des valeurs critiques de T différentes de celles qu'indique l'auteur lui-même.

indique pour les températures centigrades $t = (T - 273)$ auxquelles la loi de Mariotte serait exacte :

Air	$+79°$
Acide carbonique	$+156°$
Hydrogène	$-41°$

L'air à 100° devrait s'écarter assez notablement de la loi de Mariotte, dans le même sens que l'hydrogène à 0°, ce qui paraît inadmissible d'après les calculs rapportés ci-dessus.

M. Schröder van den Kolk s'est borné à déterminer des formules d'interpolation pour la compressibilité à 100°, de manière à représenter aussi bien que possible l'ensemble des résultats relatifs aux coefficients de dilatation α et β. Il s'en est servi pour calculer la différence des deux chaleurs spécifiques des gaz, l'équivalent mécanique de la chaleur et enfin la valeur du travail intérieur, ainsi que les variations de température qui correspondent à la détente des divers gaz, opérée sans travail extérieur. M. Schröder a trouvé ainsi des nombres presque identiques à ceux qui résultent des déterminations expérimentales de MM. Thomson et Joule.

Nous croyons utile d'indiquer, en terminant, les formules de la compressibilité à 100° données par M. Schröder van den Kolk. Pour l'hydrogène, la formule est la même à 100° qu'à 0° : c'est celle que donne M. Regnault.

Pour l'air, le facteur dépendant de la pression est

$$1,00062 - 0,000111(P - 1),$$

et pour l'acide carbonique

$$1,00395[1 - 0,002465(P - 1) - 0,000275(P - 1)^2]$$

P représente la pression en mètres de mercure.

Les deux gaz s'écartent de la loi de Mariotte dans le même sens qu'à 0°; mais, pour des pressions voisines de la pression atmosphérique, l'écart est réduit pour l'air environ au $\frac{1}{11}$, pour l'acide carbonique aux $\frac{25}{100}$ de sa valeur à 0°.

D'après les expériences directes de M. Amagat [1], l'écart

[1] *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXIII, p. 183. Les

est insensible pour l'air; et, pour l'acide carbonique entre 1^{atm} et 2^{atm}, il est environ les $\frac{35}{100}$ de ce qu'il est à $0°$.

PILE AU CHLORURE DE CHAUX;

PAR M. ALF. NIAUDET.

Les électrodes de cette pile sont de zinc et de charbon. Le zinc baigne dans une solution de sel marin; il convient d'employer la proportion de 24 de sel pour 100 d'eau, qui donne le maximum de conductibilité. Cette solution n'est pas saturée et peut dissoudre sans peine le chlorure de calcium qui prend naissance dans la pile. Le sel marin donne à la pile une force électromotrice supérieure à celle qu'on obtiendrait avec les autres chlorures et d'autres liquides qui ont été essayés. Ce fait est d'accord avec les expériences de Poggendorff (rapportées par M. Wiedemann dans son Traité, 2e édition) sur la pile de Grove; il obtenait une force électromotrice plus grande avec de l'eau salée qu'avec de l'acide sulfurique étendu seulement de quatre fois son poids d'eau.

Le charbon est placé dans un vase poreux avec du chlorure de chaux. Cette matière est un mélange de chaux, d'hypochlorite de chaux et de chlorure de calcium. Ce dernier se dissout immédiatement quand on monte la pile. L'acide hypochloreux se décompose sous l'influence de l'hydrogène de polarisation; de l'eau et de l'acide chlorhydrique se forment, mais ce dernier s'unit à la chaux et donne du chlorure de calcium.

Les seuls produits de l'action de la pile sont donc de l'eau et du

---

formules de M. Schröder donnent pour l'air, à 100° sous les pressions $p_0 = 0,76$, $p_1 = 1,42$,

$$\frac{p_0 v_0}{p_1 v_1} = 1,00009.$$

Cet écart de la loi de Mariotte est trop faible pour être saisi par l'expérience.

Pour l'acide carbonique on trouve

$$\frac{p_0 v_0}{p_1 v_1} = 1,00165;$$

M. Amagat a trouvé 1,0023.

chlorure de calcium; ce sel est, comme on sait, l'un des corps les plus solubles qu'on connaisse. L'expérience montre en effet que le liquide conserve sa limpidité; il ne se forme aucun sel insoluble par suite de réactions secondaires.

La force électromotrice a été trouvée égale à 1,6 volt au début. La pile n'est pas complètement dépolarisée par le chlorure de chaux; elle se polarise quand on ferme le circuit sur une résistance peu considérable; elle se dépolarise par un repos peu prolongé. Mais elle ne reprend jamais toute sa force électromotrice première, et cette particularité, qui s'observe dans toutes les piles non complètement dépolarisées, ne paraît pas facile à expliquer.

Le principal mérite de cette pile est que le zinc n'est absolument pas attaqué par les liquides aussi longtemps que le circuit est ouvert; en d'autres termes, il n'y a aucun travail chimique qui ne réponde à une production corrélative d'électricité utile ou utilisable. Cet avantage se rencontre jusqu'ici seulement dans un petit nombre de piles, et c'est M. Leclanché qui a montré le premier que de pareilles combinaisons voltaïques étaient réalisables.

Le chlorure de chaux gênerait par son odeur, si l'on n'avait la précaution de clore le vase qui contient l'élément avec un bouchon de liège recouvert de cire. Cette disposition supprime toute évaporation en même temps que toute perte de matière active. Un trou est ménagé dans le bouchon pour introduire l'eau au moment où l'on veut mettre la pile en action.

On peut employer, au lieu d'un vase de porcelaine poreuse, des vases à fond de bois formés ou de toile à voile ou de papierparchemin, qui diminuent la résistance intérieure de l'élément.

On peut encore, dans le même but, employer des électrodes de charbon creuses et contenant le chlorure de chaux, ce qui dispense de tout vase poreux spécial.

RECHERCHES PHOTOMÉTRIQUES SUR LES FLAMMES COLORÉES;

PAR M. GOUY.

Les propriétés optiques des vapeurs métalliques incandescentes ont été l'objet d'un grand nombre de travaux, dont quelques-uns

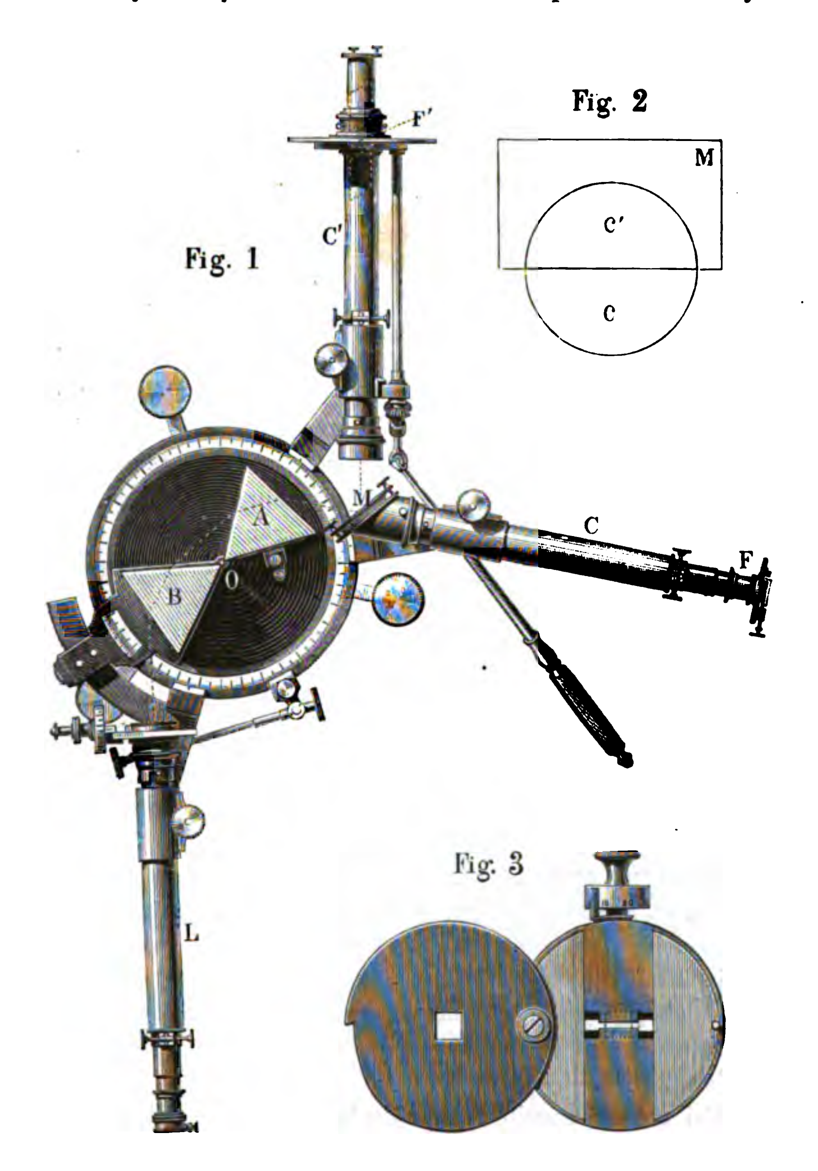
sont devenus classiques, et qui ont eu pour objet principal la description exacte des spectres donnés par les vapeurs et les gaz incandescents. Il en résulte que l'analyse spectrale, envisagée au point de vue chimique, est aujourd'hui établie sur des bases solides et permet, en étudiant le rayonnement du Soleil ou d'une étoile, de reconnaître la plupart des substances qui forment la surface incandescente. Mais il n'en est pas de même de l'état physique de ces substances et, en l'absence de données sur ce point, il est impossible actuellement de reconnaître la température, l'épaisseur et la densité d'une couche de vapeur par l'étude de son rayonnement.

En effet, nous ne savons rien de précis sur l'influence de la densité et de la température. Quant à l'épaisseur, la théorie nous apprend que l'intensité d'un rayon simple est proportionnelle à $1 - e^{-mE}$, E étant l'épaisseur de la couche, supposée homogène, et m un coefficient qui dépend de la longueur d'onde. Mais cette formule n'est pas immédiatement applicable. En effet, il est facile de démontrer qu'une raie ne peut jamais être composée d'un rayon simple ou de longueur d'onde unique, mais résulte nécessairement du groupement d'une infinité de rayons voisins (1); en d'autres termes, que l'intensité du rayonnement est une fonction continue de la longueur d'onde λ, fonction dont le maximum forme la raie. Dès lors, l'intensité de la raie est proportionnelle à l'intégrale $\int(1 - e^{-mE})d\lambda$, prise entre des limites convenables; la variation de l'intensité avec E dépend donc de la fonction inconnue qui lie m à λ. Ces diverses questions exigeaient donc de nouvelles recherches, et il était nécessaire de procéder à des mesures photométriques.

I. *Appareil.* — L'appareil que j'ai employé pour ces mesures a la forme générale d'un spectroscope à deux prismes (*fig.* 1). Le collimateur C a son objectif à demi recouvert par un miroir plan M,

(1) On trouvera cette démonstration, avec d'autres détails que je ne puis donner ici, dans un Mémoire publié dans les *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. XVIII, p. 5. Je profite de l'occasion pour rectifier, dans cette démonstration, un *lapsus* d'ailleurs facile à reconnaître : il y est dit, page 10, qu'un élément infiniment petit ω reçoit une quantité finie de lumière, ce qui n'a pas de sens; l'élément ω doit être regardé comme ayant une surface très petite, mais déterminée.

sur lequel se réfléchissent les rayons sortis d'un second collimateur C'; ces rayons, après réflexion, deviennent parallèles aux rayons



sortis de C, et, par suite, au foyer de la lunette L, nous aurons deux spectres en coïncidence exacte, fournis l'un par C, l'autre

par C'. Ce dernier spectre est continu et donné par une lampe à gaz; le spectre donné par C est, au contraire, un spectre de raies, fourni par la flamme colorée que l'on place devant la fente F. La lunette L, au lieu d'oculaire, porte à son foyer une fente verticale qui ne laisse passer qu'une portion très limitée du spectre (*fig.* 3). L'œil placé derrière cette fente voit, à travers les prismes, la moitié inférieure de l'objectif de C, et, réfléchie sur le miroir, la moitié supérieure de l'objectif de C', sous l'aspect de deux demi-cercles lumineux de même nuance, *c* et *c'* (*fig.* 2). On peut leur donner le même éclat en faisant varier l'éclat de *c'* au moyen de deux nicols dont est muni le collimateur C'. L'angle des deux nicols donne les éléments de la mesure photométrique.

Les flammes colorées employées dans ces expériences devaient, pour donner des résultats utiles, être homogènes et d'éclat constant. Pour réaliser ces deux conditions, j'ai employé la méthode suivante. De l'air comprimé passe dans un pulvérisateur et réduit en poussière une solution saline convenablement choisie. Cet air, chargé de poussière saline, se mélange au gaz d'éclairage dans un appareil régulateur, et le mélange, homogène et de proportions constantes, vient brûler dans des lampes formées d'un simple tube cylindrique. Au besoin, cette flamme peut être enfermée dans une autre flamme incolore de même température, pour la préserver de l'influence de l'air extérieur.

II. *Transparence des flammes pour les divers rayons.* — Nous allons maintenant passer en revue les recherches faites avec ces appareils.

a. Je me suis occupé tout d'abord de la transparence des flammes colorées, et, en premier lieu, de leur transparence pour les rayons qu'elles n'émettent pas ou n'émettent qu'en petite quantité; pour cela, je faisais traverser la flamme par le rayonnement d'une lampe à gaz. L'absorption a toujours été trouvée insensible : ce résultat est conforme à la relation connue entre les pouvoirs émissif et absorbant.

b. J'ai abordé ensuite l'étude de la transparence de la flamme pour les radiations qu'elle émet elle-même; pour cela, j'ai fait passer à travers la flamme les rayons émis par une autre flamme de même espèce et de même température. Mes premiers essais m'ont montré

que, dans le cas où il y a une absorption sensible, cette absorption dépend à la fois de l'éclat de la flamme qui rayonne et de celui de la flamme qui est traversée par les rayons, en sorte que, à température constante, l'absorption dépend de deux variables. Cette complexité du phénomène, qui serait incompréhensible si les raies étaient formées de lumière homogène, m'a obligé à me borner d'abord à l'étude d'un cas particulier, qui permet, comme nous le verrons plus loin, de traiter le problème général. Ce cas particulier est celui où nos deux flammes sont identiques.

III. *Cas des flammes identiques.* — Ces deux flammes sont produites par le même mélange et dans des lampes identiques; on s'assure directement qu'elles ont le même éclat. Cela fait, on mesure l'éclat i d'une raie donnée par l'une d'elles et l'éclat i' de la même raie donnée par les deux flammes réunies, rayonnant l'une à travers l'autre. C'est le rapport $\frac{i'}{i}$, que nous désignerons par la lettre k, qui exprime le résultat de l'expérience; c'est donc le rapport suivant lequel s'accroît l'éclat de la raie quand on double l'épaisseur de la couche homogène de vapeur.

Pour les bandes larges et les spectres continus, on a sensiblement $k = 2$ avec les flammes les plus chargées que j'aie pu produire; par suite, la transparence est ici complète.

Pour les raies étroites, k est variable avec l'éclat i de la raie donnée par une seule flamme, éclat qu'on fait varier en chargeant la flamme de quantités variables de vapeurs métalliques. Pour des flammes très peu chargées, k est égal à 2; l'éclat augmentant, il diminue, passe par un minimum, puis par un maximum peu différent, et devient ensuite sensiblement constant jusqu'à la limite des expériences. Voici les valeurs du minimum pour les diverses raies étroites :

Potassium, raie rouge.............	1,47
Rubidium, raie violette ($\lambda = 4202$)...	1.42
Sodium, raie jaune................	1,38
Strontium, raie bleue..............	1,34
Lithium, raie rouge...............	1,32
Calcium, raie violette..............	1,25 environ.

Pour le sodium, ces résultats se rapportent à l'ensemble des deux

raies D_1 et D_2. Si l'on opère sur chaque raie séparément, on trouve que dans une même flamme les deux raies, qui ont toujours un éclat différent, donnent pour k des valeurs différentes, mais que néanmoins pour le même éclat elles donnent la même valeur de k. Les deux raies violettes du rubidium donnent lieu à la même remarque. Nous verrons plus loin comment, au moyen de ces résultats, nous traiterons le problème général, et nous allons nous occuper de la densité de la vapeur métallique.

IV. *Loi du rayonnement.* — Considérons une couche homogène de vapeur, d'épaisseur E; soit p le pouvoir émissif de la couche pour un rayon de longueur d'onde déterminée. Si E prend un accroissement infiniment petit dE, l'accroissement correspondant dp peut se calculer ainsi. Le pouvoir émissif de la couche d'épaisseur dE qui s'ajoute à la couche primitive est $m\mathrm{D}\,d\mathrm{E}$, D étant la densité de la vapeur, et m un coefficient constant (à une même température). Les rayons partis de cette couche traversent la couche primitive, dont le pouvoir absorbant est p; il vient donc

$$dp = m\mathrm{D}(1-p)\,d\mathrm{E},$$

dont l'intégrale est $p = 1 - \mathrm{C}e^{-m\mathrm{DE}}$.

Comme pour $\mathrm{E} = 0$ on a $p = 0$, la constante C est égale à l'unité, et il vient

$$p = 1 - e^{-m\mathrm{DE}}. \tag{1}$$

Ainsi, pour chaque rayon simple, le pouvoir émissif et le pouvoir absorbant ne dépendent que du produit DE, qui représente la quantité de vapeur contenue dans un cylindre droit ayant pour base l'unité et pour hauteur l'épaisseur de la couche. Nous désignerons ce produit par la lettre q. Ainsi, les propriétés optiques d'une couche homogène de vapeur ne dépendent que de q.

Réciproquement, deux couches de vapeur de même température qui donnent le même éclat à une raie donnent pour q le même nombre et sont identiques au point de vue optique. Ces deux couches doivent donner pour k la même valeur; par suite, k n'est fonction que de l'éclat de la raie et doit avoir la même valeur pour

deux flammes d'épaisseurs différentes, mais de même éclat et de même température.

Ce résultat a été vérifié par l'expérience avec beaucoup d'exactitude pour les trois raies du sodium, du lithium et du strontium.

Voici le tableau de quelques expériences faites sur la raie D du sodium :

Épaisseurs : $0^m,025$ *et* $0^m,05$.			*Épaisseurs :* $0^m,05$ *et* $0^m,10$.		
Éclat i_1 (avec l'épaisseur $0^m,025$).	k calculé.	k trouvé.	Éclat i_2 (avec l'épaisseur $0^m,05$).	k calculé.	k trouvé.
0,8.....	1,82	1,88	0,9.....	1,80	1,79
0,85....	1,81	1,84	1,3.....	1,72	1,75
0,9.....	1,80	1,78	1,5. ...	1,68	1,66
1,3.....	1,72	1,76	1,6.....	1,67	1,68
1,8.....	1,64	1,62	1,9... .	1,63	1,66
1,9.....	1,63	1,59	2,3.....	1,58	1,61
3,6.....	1,47	1,47	2,6.....	1,55	1,55
10,5.....	1,44	1,44	2,8.....	1,53	1,54

Il est à remarquer que la formule (1) établie dans ce paragraphe a été trouvée en admettant que le rayonnement des atomes est indépendant de leur distance moyenne. Le rayonnement de *chacun d'eux* est donc indépendant de la densité de la couche de vapeur, ainsi que nous en avons fait l'hypothèse; ce résultat sera confirmé par les expériences suivantes.

V. *Conséquences.* — D'autre part, la fonction qui lie l'éclat i de la raie au produit q peut se calculer aisément dans notre hypothèse. En effet, pour $i = 1$, prenons arbitrairement $q = 1$; pour $q = 2$, nous aurons $i = k_1$, en appelant k_1 la valeur de k qui correspond à $i = 1$. Soit k_2 la valeur de k qui correspond à $i = k_1$; pour $q = 4$, nous aurons $i = k_1 k_2$, et ainsi de suite. On peut aussi calculer les valeurs de i pour les valeurs de q qui ne se trouvent pas comprises dans la progression géométrique précédente. Voici quelques valeurs de cette fonction, calculées pour la raie jaune du sodium :

q.	i.
1	1
2	1,90

q.	i.
5	4,09
10	6,66
100	21,70
1000	69,50
16000	258,00

A partir de $q = 30$ environ, on a approximativement $i = \sqrt{q}$, à un facteur constant près.

Ces résultats ont été soumis à des expériences de vérification, faites, les unes en comparant l'éclat du spectre continu donné par les flammes chargées de sodium à l'éclat de la raie, les autres en comparant l'éclat des deux raies D_1 et D_2 ou des deux raies violettes du rubidium. L'accord a été satisfaisant. De cet ensemble de vérifications nous devons conclure que notre hypothèse est conforme à la réalité, au moins pour les flammes colorées, dans lesquelles la vapeur métallique est toujours extrêmement diluée.

Dès lors, il est facile de calculer la transparence d'une flamme pour le rayonnement d'une autre, non identique : c'est ce que j'ai fait; j'en ai donné un Tableau à double entrée que l'on pourra trouver dans le Mémoire que j'ai inséré dans les *Annales de Chimie et de Physique*.

VI. *Élargissement des raies*. — La discussion des expériences précédentes conduit à examiner le phénomène de l'élargissement des raies étroites. Il résulte de ces recherches que cet élargissement dépend seulement, à température constante, du produit q; il ne peut donc, en aucune façon, être pris pour mesure de la densité seule, comme on l'a dit quelquefois. L'élargissement des raies est d'ailleurs une conséquence nécessaire de ce fait, que le rayonnement de la vapeur est une fonction continue de la longueur d'onde, qui ne s'annule pas en dehors des raies, mais forme les fonds ou spectres continus, qui ne manquent jamais quand l'éclat est suffisant. Lorsque q augmente, le milieu de la raie, formé de rayons qui ont atteint l'intensité maximum, ne peut pas augmenter d'éclat; l'éclat du fond qui entoure la raie s'accroît proportionnellement à q; entre ces deux extrêmes, on doit trouver tous les degrés intermédiaires, si la raie se raccorde avec le fond. L'augmentation d'éclat de la raie se fait donc pour ainsi dire latérale-

ment, et sa largeur augmente. J'ai constaté directement que, la densité demeurant constante, les raies s'élargissent quand l'épaisseur augmente.

Cet élargissement ne peut être limité que par l'absence du fond. Comme celui-ci ne fait défaut dans aucune partie du spectre, l'épaisseur augmentant, la raie deviendra de plus en plus large, et la limite ne sera atteinte que lorsque le spectre sera entièrement continu et identique à celui que donnerait un *corps noir* porté à la température de la couche de vapeur. Il n'est donc pas exact de dire que les vapeurs peuvent être distinguées des solides par la nature de leur rayonnement, ceux-ci donnant un spectre continu et celles-là un spectre discontinu; cela n'est vrai que pour des vapeurs en couche peu épaisse ou peu dense, et cette observation me paraît importante pour les applications de l'analyse spectrale à l'Astronomie physique.

VII. *Analyse quantitative.* — Enfin, j'ai fait un assez grand nombre d'expériences dans le but d'examiner si les méthodes précédentes seraient applicables aux recherches d'analyse quantitative. Il en est résulté que, des solutions très étendues étant pulvérisées et entraînées en même quantité, la nature de l'acide du sel employé n'influe pas sur l'éclat du spectre avec les sels de sodium et de lithium quelles que fussent la richesse et la composition de ces solutions. Mais il n'en est pas de même pour ceux de calcium et de strontium. Enfin la quantité de vapeur colorée que renferme la flamme croît moins vite que la quantité de sel qu'entraîne le mélange : ce qui revient à dire que les réactions qui ont lieu dans la flamme dépendent de cette même quantité. Ce n'est qu'après une étude complète de ces phénomènes qu'on pourrait procéder à des analyses quantitatives.

Je me suis occupé aussi de l'influence de la température, mais ce sujet, assez complexe, exige de nouvelles recherches et les résultats déjà obtenus ne peuvent être résumés ici; on les trouvera dans le Mémoire original.

NOUVEAU PRODUCTEUR D'ÉLECTRICITÉ BASÉ SUR LA CAPILLARITÉ;

PAR M. DEBRUN,
Préparateur à la Faculté des Sciences de Bordeaux.

L'appareil qui est décrit ci-après n'est qu'un perfectionnement d'une expérience (1) que M. Lippmann a faite pour prouver le principe qui porte son nom. Le principe de M. Lippmann est le suivant :

Si par des moyens mécaniques on déforme une surface de mercure, il se produit un dégagement électrique qui tend à arrêter le mouvement du mercure.

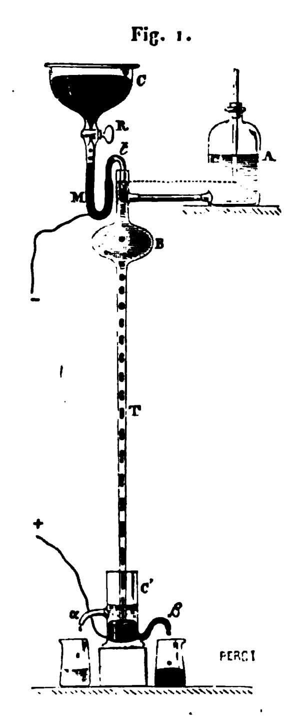
Dans un tube capillaire conique T (*fig.* 1), je fais couler du mercure goutte à goutte, de manière qu'il se forme un chapelet capillaire; de l'eau acidulée est interposée entre chaque globule. La masse de mercure M qui forme le premier globule est en communication avec un fil de platine qui en prend la polarité; il en est de même de la masse de mercure C'. Un robinet R permet de régler l'écoulement. Comme l'eau acidulée au sixième contenue dans le réservoir B ne tarderait pas à s'épuiser par l'entraînement des globules, un flacon de Mariotte A sert à maintenir le niveau constant. D'un autre côté, le réservoir inférieur est disposé comme un récipient florentin et permet de recueillir l'eau acidulée en α et le mercure en β. Lorsqu'on ouvre le robinet et que l'écoulement commence, on constate qu'un courant se développe et que ce courant va dans le sens des globules. Il est bon que l'extrémité du tube plonge dans le mercure C', sans cela, la dilatation des bulles à l'extrémité du tube T tendrait à faire naître un courant de sens contraire à celui développé par les globules descendants. Il en est bien de même du tube *t*, mais il faut sacrifier un peu de l'intensité du courant à la commodité du réglage de l'appareil.

Le tube dont je me suis servi avait à la partie supérieure un diamètre de $2^{mm},5$ et à la partie inférieure un diamètre de 1^{mm} seule-

(1) *Journal de Physique*, t. III, p. 41.

ment. On doit s'arranger de manière qu'il ait $0^m,30$ de longueur et contienne au moins vingt bulles de mercure et pas plus de trente-cinq. Dans de pareilles conditions, la force électromotrice, mesurée à l'électromètre à mercure, est de $1^{volt},4$, ce qui lui permet de décomposer de l'eau avec des pointes à la Wollaston. Il ne faut pas cependant se figurer qu'un semblable appareil produise beaucoup de travail. En effet, il ne peut dépenser que 2^{kg} de mercure par heure et ne les fait tomber que de $0^m,25$.

Fig. 1.



Cependant j'ai pu, en y faisant couler le mercure pendant vingt-quatre heures, argenter fortement une pièce de cinq centimes, et c'est de là que j'ai conclu que la dépense était de $0^{kgm},5$ par heure et le rendement $0^{kgm},4$, ce qui est un rendement seize fois plus grand que celui de l'entonnoir; et cela se comprend très bien, vu qu'au lieu de déformer une bulle de mercure j'en déforme vingt.

Enfin, on peut faire quelques expériences qui sont propres à cet appareil. Si les deux pôles sont séparés, le mercure coule lentement et difficilement; si, au contraire, ils sont réunis, le mercure

coule avec une très grande rapidité : on peut même arrêter le mouvement en opposant à la pile capillaire un élément de Bunsen.

Il va sans dire que, quand on veut reconnaître le courant, il faut employer un galvanomètre à fil très fin et très long, vu l'énorme résistance d'une colonne d'eau de $0^m,001$ de diamètre et de $0^m,30$ de longueur.

W. CROOKES. — On the illumination of lines of molecular pressure and the trajectory of molecules (Sur l'illumination des lignes de pression moléculaire, et sur la trajectoire des molécules); *Proceedings of the Roy. Soc.*, t. XXVIII, p. 103-111; novembre 1878.

Nous allons essayer de résumer le Mémoire de M. Crookes, en séparant la description des phénomènes de l'explication que l'auteur en a donnée.

On sait que l'électrode négative dans un tube de Geissler s'entoure d'une auréole violette. Lorsque l'on raréfie l'air du tube de plus en plus, l'auréole violette se détache de l'électrode, et il reste entre l'auréole et l'électrode un espace obscur dont les dimensions ne dépendent ni de la position du pôle positif ni de l'intensité de la décharge électrique, mais uniquement de la forme de l'électrode négative, de la nature du gaz et du degré de raréfaction. Cet espace obscur augmente avec le degré de raréfaction; il peut finir par remplir entièrement le tube, et alors l'auréole lumineuse disparaît.

C'est dans cet espace obscur que se produisent les phénomènes décrits par l'auteur. Ces effets sont de trois sortes : répulsion mécanique, élévation de température, fluorescence.

Les effets *mécaniques* ou de répulsion sont montrés par les expériences suivantes. L'électrode négative est rendue mobile; elle est constituée par les ailettes d'un moulinet construit comme le moulinet d'un radiomètre; les palettes sont en aluminium et garnies de mica sur l'une de leurs faces. Lorsque l'on fait un vide suffisant, l'espace obscur se montre sur chaque face d'aluminium et va en s'allongeant; dès que cet espace atteint la paroi du tube de verre, le moulinet se met à tourner dans le même sens que si l'aluminium était repoussé par la paroi de verre; lorsque l'espace obscur est si développé qu'il vient s'aplatir contre le verre, la rotation est très

rapide. On peut également donner aux palettes la forme de petites coupes tout entières en aluminium; l'espace obscur se développe davantage du côté convexe que du côté concave : c'est alors le côté convexe qui subit une répulsion de la part de la paroi. Enfin, on peut rendre fixe l'électrode négative et rendre mobile la paroi qui rencontre d'autre part l'espace obscur; cette paroi mobile est, dans ce cas, constituée par l'une des palettes d'un petit moulinet, en mica; la palette de mica est repoussée et le moulinet se met à tourner.

L'effet *calorifique* s'obtient en donnant à l'électrode négative la forme d'une calotte sphérique. Au centre de courbure de cette calotte il se produit un foyer de chaleur; on le montre en plaçant en ce point une lamelle de platine : le platine s'y échauffe au point de fondre. La position du foyer de chaleur au centre de courbure montre que l'action calorifique qui se concentre en ce point est émise normalement à la surface de l'électrode négative.

L'effet de *fluorescence* se produit à la surface du verre, sous forme d'une tache lumineuse à contours nets, qui est placée à l'intersection du cône obscur qui passe par le foyer calorifique décrit plus haut avec la paroi de verre. C'est bien le verre qui est fluorescent et non pas le gaz, car la couleur de la fluorescence dépend uniquement de la nature du verre et non pas de la nature du gaz; le spectroscope la résout en un spectre continu, différent du spectre linéaire que fournirait le gaz. A 4 millionièmes d'atmosphère, la fluorescence du verre constitue la seule apparence lumineuse que l'on voie dans le tube; à 0,9 millionième d'atmosphère, la fluorescence est maximum; au delà, le vide devient de plus en plus isolant; au delà de 0,06 millionième, on n'observe plus rien.

L'action qui produit la fluorescence se propage, à partir de l'électrode négative, suivant des droites normales à cette électrode. On le montre en interceptant cette action par des écrans découpés, faits d'une substance quelconque. On voit l'ombre de ces écrans se projeter sur la surface de verre fluorescente et s'y dessiner nettement. Quelle que soit la largeur de l'électrode négative, les contours de l'ombre restent également nets; il n'y a jamais de pénombre : d'où la conclusion que cette sorte de radiation qui produit la fluorescence est émise normalement à la surface de l'électrode.

Si l'on fixe un aimant au voisinage du tube, on constate que cet aimant agit : la tache fluorescente est déviée ; le foyer calorifique est dévié. On peut ainsi rejeter le foyer calorifique fourni par une électrode hémisphérique jusque sur la paroi de verre, qui dès lors s'échauffe et se perce. Les actions des deux pôles de l'aimant sont de sens contraires. Les déviations produites augmentent avec la force de l'aimant ; elles diminuent, au contraire, quand on augmente la force de la décharge électrique et la raréfaction du gaz. Elles ne suivent pas la loi d'Ampère, en ce sens que la position de l'électrode positive est indifférente. La position de l'électrode positive est d'ailleurs indifférente pour tous les phénomènes décrits par l'auteur.

Pour expliquer ces phénomènes, l'auteur propose l'hypothèse suivante. L'électrode négative électrise les molécules de gaz qui viennent la toucher et leur communique une vitesse ou plutôt un surcroît de vitesse normal à sa surface. Les molécules ainsi repoussées décrivent des trajectoires rectilignes jusqu'au moment où elles rencontrent une paroi solide. Le choc produit contre cette paroi produit l'action mécanique décrite par l'auteur, l'élévation de température de la paroi, enfin sa fluorescence, si toutefois la substance de la paroi est fluorescente. Diminuons maintenant la raréfaction, c'est-à-dire augmentons le nombre des molécules de gaz. Les molécules projetées par l'électrode négative rencontrent les nouvelles molécules introduites, et la rencontre a lieu avec dégagement de lumière : c'est cette lumière qui constitue la lueur ou auréole négative. Ainsi, moins il y aura de gaz, plus le chemin parcouru sans rencontre par la molécule électrisée sera considérable, plus, en d'autres termes, l'espace obscur sera étendu ; plus il y aura de gaz, plus l'auréole sera voisine de l'électrode. Dans la théorie moléculaire des gaz, la pression se propage à l'aide du choc des molécules. M. Crookes appelle donc *illumination des lignes de pression moléculaire* la production de l'auréole négative, car, dans sa théorie, cette auréole serait due à un choc de molécules avec production de lumière.

G. LIPPMANN.

ANTON STEINHAUSER. — The theory of binaural audition; a contribution to the theory of sound (Théorie de l'audition biauriculaire; contribution à la théorie du son); *Phil. Magazine*, 5e série, t. VII, p. 181-261; mars-avril 1879.

Dans la première Partie, l'auteur établit une théorie de l'audition biauriculaire directe et indique un certain nombre de lois dont la plupart sont à peu près évidentes *a priori*. Les conques des deux oreilles prolongées forment un angle aigu β dont les côtés divisent l'espace en trois régions : 1° audition directe des deux côtés à la fois; 2° audition directe d'un côté, indirecte de l'autre; 3° audition indirecte des deux côtés à la fois. Il établit entre l'angle β et l'angle α formé par la ligne de visée avec la direction du son la relation

$$\tang\alpha = \frac{i_1 - i_2}{i_1 + i_2} \tang\beta,$$

dans laquelle i_1 et i_2 sont les intensités du son dans les deux oreilles. Cette formule permet de déterminer la direction du son en supposant égale la sensibilité des deux oreilles; dans le cas contraire, la direction estimée est plus rapprochée que la direction vraie de l'oreille la plus sensible.

Il complète cette analyse par une synthèse qu'on pourrait réaliser avec un appareil analogue au stéréoscope. Si β est différent pour deux personnes, l'estimation de la direction du son est également différente; elle est d'autant plus exacte que β est plus petit. Avec les deux oreilles, on entend le mieux les sons dont la direction coïncide avec la ligne de visée; mais un observateur dont une oreille est paresseuse doit tourner la plus sensible par rapport à la ligne de visée d'un angle α défini par la relation

$$\tang\alpha = \frac{x - 1}{x + 1} \cot\beta$$

$\left(\frac{1}{x}\right.$ est la sensibilité de l'oreille paresseuse$\left.\right)$.

Lorsque β est plus petit que 30°, ce qui est le cas ordinaire, on entend mieux avec une seule oreille orientée dans une direction convenable qu'avec les deux. Ces résultats sont relatifs au cas d'une source sonore placée dans le plan horizontal des deux

oreilles ; dans tout autre cas, on entend moins bien et l'on pourrait déterminer d'une façon analogue la direction du son dans l'espace.

La seconde Partie traite des modifications apportées par les circonstances extérieures à la théorie de l'audition directe. L'auteur essaye une théorie de l'audition biauriculaire indirecte, mais elle est beaucoup moins satisfaisante que la première.

C. DAGUENET.

SILVANUS P. THOMPSON. — The pseudophone (Le pseudophone); *Phil. Magazine*, t. VIII, p. 385; novembre 1879.

La question de l'audition biauriculaire a été étudiée par MM. Rayleigh [1], Thompson [2] et Steinhauser [3]. Ce dernier établit, par le calcul, une théorie fondée sur ce que les intensités relatives d'un son dans les deux oreilles suffisent seules pour déterminer la direction du son, tandis que MM. Rayleigh et Thompson constatent que les différences de phase, de hauteur, etc., considérées comme accessoires par M. Steinhauser, jouent au contraire un rôle important dans l'appréciation de cette direction.

Pour éclaircir la question, l'auteur a fait une série d'expériences dont la conclusion est que la théorie de M. Steinhauser est suffisamment approchée pour les sons aigus, mais ne l'est plus pour les sons moyens et graves. Dans ces expériences, il a été conduit à construire le pseudophone, qui joue en Acoustique le même rôle que le pseudoscope en Optique.

Si l'appréciation de la direction du son dépend seulement, comme le suppose M. Steinhauser, de la surface de l'oreille externe et de l'angle que fait la conque avec la ligne de visée, on doit produire des illusions acoustiques en faisant varier cette surface et cet angle sans que l'observateur en ait conscience. L'instrument se compose de deux cornets percés d'un petit trou, maintenus sur les oreilles par des ressorts, et munis de réflecteurs métalliques mo-

---

(1) *Trans. of musical Assoc.*, 1876.

(2) *Phil. Magazine*, 1877 et 1878.

(3) *Ibid.*, mars et avril 1879. Ce dernier travail est analysé dans l'article précédent.

biles autour de l'axe du conduit auditif et d'une charnière perpendiculaire à cet axe.

Calculons les portions de l'onde sonore renvoyée dans chaque oreille par les réflecteurs, portions qui mesurent les intensités i_1 et i_2, on trouve, en appelant α et β les angles que fait la ligne de visée avec la direction du son et la surface des réflecteurs,

$$\operatorname{tang} \alpha = \frac{i_1 - i_2}{i_1 + i_2} \operatorname{tang} \beta,$$

équation fondamentale de M. Steinhauser. L'appareil permet de faire varier les angles et la surface réfléchissante utile et de produire un certain nombre d'illusions.

Inclinons, par exemple, l'une des plaques de 40° sur la ligne de visée (position qui paraît la plus convenable pour une source sonore placée juste en face de l'observateur), et inclinons l'autre d'un angle différent : l'intensité sera plus faible de ce côté que de l'autre. Si maintenant l'observateur tourne la tête jusqu'à ce que les intensités soient égales des deux côtés, il se figurera être juste en face du corps sonore, tandis que la ligne de visée fera avec la direction vraie du son un angle plus ou moins grand, suivant l'étendue des surfaces réfléchissantes utiles. L'illusion est encore plus frappante lorsqu'on oriente les plaques de façon à réfléchir un son produit juste derrière l'observateur : celui-ci se placera dans la direction exactement opposée à celle du son. On peut produire d'autres illusions en modifiant l'orientation des plaques.

Ces expériences réussissent bien en prenant comme corps sonore une horloge dont le battement est fort ou la voix humaine; mais, avec un diapason de hauteur moyenne, les résultats, qui sont peu satisfaisants dans une chambre, ne le sont plus du tout à l'air libre : il est impossible, dans ce cas, de préciser la position du diapason. Elles réussissent surtout avec des sons très aigus, le battement d'un métronome par exemple.

Ces expériences sont d'accord avec celles faites sur des diapasons par lord Rayleigh ; elles justifient sa théorie fondée sur la diffraction des sons autour de la tête de l'observateur; l'effet de cette diffraction se fait sentir surtout sur les sons graves. Elles sont en contradiction avec la théorie de M. Steinhauser, sauf dans le cas

où la petitesse de la longueur d'onde permet de négliger la diffraction.

On peut répéter plusieurs de ces expériences en remplaçant les réflecteurs par les mains; mais l'observateur est prévenu par la position des mains : l'illusion est alors moins complète.

C. Daguenet.

WILLIAM SPOTTISWOODE. — Description of a large induction-coil (Description d'une grande bobine d'induction); *Phil. Magazine*, t. III, p. 30; janvier 1877.

Cette bobine paraît être la plus puissante qu'on ait encore construite. Elle a été exécutée par M. Apps, de Londres.

L'appareil est pourvu de deux circuits inducteurs que deux hommes peuvent substituer l'un à l'autre en quelques minutes.

Le circuit induit se compose d'un fil de 450^{km}, d'une résistance totale de 110200^{ohms} et d'une conductibilité de 0,94. Ce fil est divisé en quatre sections, dont les deux moyennes sont formées de fil un peu plus fin et les extrêmes de fil un peu plus gros. Chaque section est d'ailleurs composée de disques plats ou sections élémentaires, suivant la méthode générale.

On a pu appliquer à cet appareil une pile de 70 couples de Grove sans produire d'accident.

Le condensateur adopté après de nombreux essais n'est pas aussi grand qu'on pourrait le supposer; on s'est arrêté à une dimension qui est en usage pour des bobines donnant $0^{m},25$ d'étincelle.

Avec 5 grands couples de Grove, l'étincelle a été, avec ce nouvel inducteur, de $0^{m},71$; avec 10 on est arrivé à $0^{m},89$, et avec 30 éléments, à $0^{m},95$ et même une fois à $1^{m},06$, longueur maximum.

Il est intéressant de noter deux points : les étincelles obtenues avec cette bobine sont plus longues que la bobine elle-même, car elle n'a que $0^{m},95$ de long. Le courant induit de fermeture donne des étincelles à distance, d'une longueur très inférieure à celles du courant induit de rupture, mais notable encore : elles ont eu dans certains cas plus de $0^{m},03$ de long.

A. Niaudet.

WILLIAM SPOTTISWOODE. — A mode of exciting an induction-coil (Méthode nouvelle d'excitation d'une bobine d'induction); *Phil. Magazine*, t. VIII, p. 390; novembre 1879.

L'auteur a excité une bobine d'induction, de $0^m,50$ d'étincelle, au moyen d'une machine magnéto-électrique à courants alternativement renversés de Méritens (tournant à 1300 tours par minute). Dans ces conditions, les courants de fermeture et de rupture se présentent alternativement dans les deux directions. Le système produit lui-même les interruptions; on est donc dispensé de l'interrupteur et aussi du condensateur.

La bobine d'induction susdite a donné dans cette combinaison des étincelles de $0^m,18$, de la grosseur d'un crayon ordinaire.

A raison de l'association des deux courants, l'étincelle se compose d'une pointe brillante à chaque extrémité et d'une langue de flamme jaune, comme on la voit habituellement avec les grosses étincelles d'une grande bobine. Il n'y a pas, à proprement parler, d'étincelle quand les flammes passent librement; mais, si on les souffle de côté, on voit un filet brillant entre les deux électrodes.

Ces étincelles ressemblent à celles données par la grande bobine d'induction (qui est décrite dans l'article précédent) excitée par une forte pile; mais elles sont obtenues ici avec une continuité extraordinaire et se présentent comme un torrent de flamme. Enfin, dans des tubes de Geissler, on obtient de très beaux effets et des stratifications parfaitement fixes.

A. NIAUDET.

W. CROOKES. — On electrical insulation in high vacua (Isolement électrique dans un vide très complet); *Proceedings of the Roy. Soc.*, t. XXVIII, p. 347-352; 12 février 1879.

Un électroscope à feuilles d'or, composé de deux feuilles d'or enfermées dans un ballon de verre que l'on peut sceller à la lampe après y avoir fait un vide que l'on pousse jusqu'à un millionième d'atmosphère, sert à ces expériences. Les phénomènes d'attraction et de répulsion électriques ont lieu dans ce vide comme dans l'air; la divergence des feuilles d'or s'y produit. On constate également,

de différentes manières, qu'elles subissent l'attraction ou la répulsion du corps électrisé qu'on en approche.

Enfin l'auteur a constaté que les feuilles d'or, une fois chargées, ont conservé leur divergence pendant treize mois sans diminution ; l'appareil, pendant tout ce temps, était resté plongé dans de l'eau. Un vide au millionième d'atmosphère constitue donc un milieu qui isole parfaitement, tout en transmettant l'attraction et la répulsion électriques.

L'auteur pense que le vide interplanétaire jouit des mêmes propriétés. G. LIPPMANN.

J.-H. KAYSER. — Ueber den Einfluss der Intensität des Schalles auf seine Fortpflanzungsgeschwindigkeit (Influence de l'intensité du son sur sa vitesse de propagation) ; *Ann. der Physik*, nouvelle série, t. VI, p. 465 ; 1879.

L'auteur rappelle un travail précédent [1] qui l'avait conduit à un résultat en complet désaccord avec les conclusions de Regnault. Il avait trouvé pour la vitesse du son dans un espace libre, à 0°,

$$a = 332^m,5.$$

Dans une nouvelle série de recherches, il a étudié l'action de l'intensité sur la vitesse du son et il arrive à la nier complètement.

Nous passons sous silence plusieurs modes d'expérimentation infructueux, pour arriver de suite au principe de la méthode qu'il a employée en dernier lieu, sur les conseils de M. Helmholtz.

Dans un tuyau rendant la même note d'une façon continue, une tranche vibrante donnée repasse après chaque demi-vibration par la même phase ; il s'ensuit que deux tranches passant au même instant par une phase déterminée sont distantes l'une de l'autre d'un multiple de demi-longueur d'onde.

Pour rendre visible l'état vibratoire d'une tranche gazeuse du tuyau, M. Kayser a imaginé un procédé excessivement ingénieux.

Dans une plaque très mince de mica il découpe une petite languette, dont il colle l'une des extrémités à une sorte d'anneau de

---

[1] *Ann. der Physik*, nouvelle série, t. II, p. 218 ; 1877.

cuivre pouvant glisser dans l'intérieur du tuyau. Cette lamelle de mica, par ses vibrations, suit les phases de la tranche gazeuse au niveau de laquelle on l'a amenée.

Une sorte de rasette, analogue à celles des tuyaux à anche, permettait de faire varier la longueur de la languette de mica et de l'accorder avec le son rendu par le tuyau.

Regarde-t-on ensuite un point lumineux de la lamelle au travers d'un microscope à vibrations isochrones mis en activité, on obtient, par la combinaison des deux mouvements vibratoires, une figure de Lissajous. De très faibles changements dans l'une des phases produisent de notables changements dans la figure. En déplaçant enfin la languette de mica dans le tuyau jusqu'à ce qu'on revoie la figure déjà obtenue, le trajet qu'elle effectue est évidemment égal à une demi-longueur d'onde.

On peut arriver à ce même résultat d'une façon peut-être plus commode. La lame de mica se trouve à l'extrémité ouverte du tuyau, dont l'autre extrémité est fermée par un piston mobile. Si l'on déplace le piston, le tuyau rendant un son, on obtiendra toujours la même figure chaque fois que le piston aura été dérangé d'une demi-longueur d'onde.

Pour obtenir un son constant dans le tuyau, le résonnateur choisi fut un diapason électrique placé devant l'extrémité ouverte.

On faisait varier l'amplitude des oscillations de ce diapason, et par suite l'intensité de son, en se servant d'un nombre variable d'éléments Grove. On pouvait admettre d'ailleurs que l'amplitude des oscillations de la colonne d'air du tuyau était proportionnelle à celle de la petite feuille de mica. Une échelle divisée permettait de mesurer les amplitudes de celle-ci.

L'auteur ne trouva pas de différence dans la vitesse du son en faisant varier l'intensité.

M. Kayser croit pouvoir expliquer le désaccord de ses conclusions avec celles de Regnault en remarquant qu'il a toujours opéré sur des sons musicaux, tandis que le physicien français se servait d'ondes d'explosion. « Or, dit-il, les ondes d'explosion, dans lesquelles des molécules gazeuses sont projetées fort loin, présentent un état beaucoup plus compliqué que celui des ondes musicales, et leur nature est tout autre. Au commencement de la production de pareilles ondes, M. Mach a montré qu'on trouve une vitesse de

transmission, laquelle n'a rien de commun avec la vitesse du son. Dans de semblables conditions, les lois de la transmission des ondes sonores peuvent être complètement modifiées. »

E. MASSE.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome VIII. — Décembre 1879.

NICHOLS. — *Nouvelle explication de la couleur du ciel*, p. 425.

ROSSETTI. — *Recherches expérimentales sur la température du Soleil*, p. 438.

FREDERICK GUTHRIE. — *Induction magnéto-électrique*, p. 449.

LORD RAYLEIGH. — *Recherches d'Optique relatives spécialement au spectroscope*, p. 477.

H.-F. WEBER. — *Recherches sur la loi élémentaire de l'hydrodiffusion*, p. 487.

5e série. — Tome VIII. — Décembre 1879. — Supplément.

SILVANUS P. THOMPSON. — *Action des aimants sur les conducteurs mobiles des courants*, p. 505.

OLIVER J. LODGE. — *Détermination de la variation de la conductibilité thermique des métaux, au moyen de la courbe des températures permanentes d'une tige fine chauffée à une extrémité*, p. 510.

H.-F. WEBER. — *Recherches sur la loi élémentaire de l'hydrodiffusion*, p. 523.

F. ROSSETTI. — *Recherches expérimentales sur la température du Soleil*, p. 537.

W. CHANDLER ROBERTS. — *Sur une analogie entre la conductibilité thermique et l'action des alliages d'étain et de cuivre sur la balance d'induction*, p. 551.

OLIVER J. LODGE. — *Note sur la détermination de la résistance électrique de certains alliages de cuivre et d'étain*, p. 554.

LOUIS SCHWENDLER. — *Méthode simple, pour utiliser une fraction minime du courant principal produit par une machine dynamo-électrique, destinée aux usages télégraphiques*, p. 558.

SUR LA DÉTERMINATION DES ÉLÉMENTS D'UN MOUVEMENT VIBRATOIRE;

PAR M. E. MERCADIER.

(Extrait d'un Mémoire publié dans le *Bulletin de la Société de Physique*, novembre 1879.)

Quand il s'agit de comparer les périodes de deux mouvements, par exemple, à l'aide de méthodes optiques à grande sensibilité, l'influence de l'amplitude sur la période peut devenir manifeste, et la question de vérifier la constance de l'amplitude d'un mouvement, de la maintenir au besoin et de la mesurer présente un intérêt qui peut devenir capital dans certaines recherches.

D'autre part, la même question présente un intérêt plus grand encore quand on veut arriver à constituer une méthode précise de *phonométrie*, c'est-à-dire de comparaison des *intensités sonores*, semblable à ce qu'est la *photométrie* pour les vibrations lumineuses.

C'est ainsi que j'ai été conduit à m'occuper de ce sujet, qui ne paraît pas avoir été étudié jusqu'ici avec l'attention qu'il mérite.

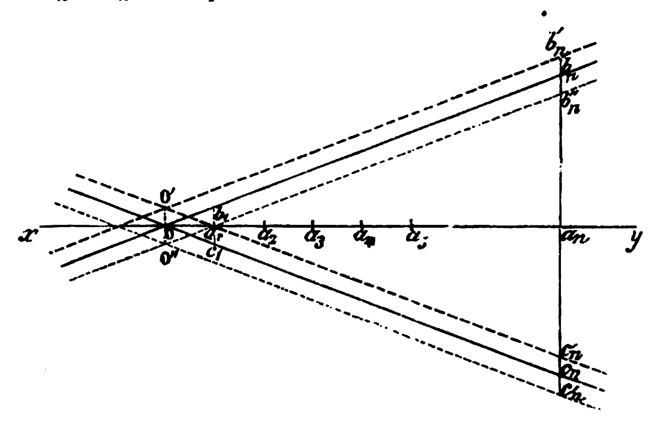
Mesure des amplitudes. — Je me suis occupé spécialement du cas où l'on a besoin d'apprécier l'amplitude dans le cours d'une expérience, *immédiatement* et non après coup, ou de suivre au fur et à mesure ses variations. C'est en vue de ces cas nombreux que j'ai imaginé le procédé suivant, qui constitue ce qu'on pourrait appeler un *micromètre vibrant*.

Sur le corps lui-même ou sur un morceau de papier collé sur le corps vibrant, on trace un axe xy et une échelle O, a_1, a_2, a_3, ..., a_n de n divisions; on élève en a_n des perpendiculaires $a_n b_n$, $a_n c_n$ égales à p divisions; on trace l'angle $b_n O c_n$.

Si la direction des vibrations est perpendiculaire à xy, on voit se former deux angles opposés dont le sommet partant de O parcourt de gauche à droite l'axe xy d'un mouvement continu, l'angle de droite restant blanc, tandis que l'autre est teinté de noir, ce qui donne la position du sommet avec une grande netteté. L'explication du phénomène est évidente.

Il est aisé de déduire de là l'amplitude correspondante.

En effet, supposons le sommet de l'angle apparent sur le premier trait a_1. A ce moment, l'angle réel occupe à l'extrémité supérieure de la vibration la position $b'_n O' c'_n$ et à l'extrémité inférieure la position $b''_n O'' c''_n$. L'amplitude est $O'O''$.



Or si l'on mène par a_1 la ligne $b_1 c_1$ perpendiculaire à xy, il est évident que l'on a

$$O'O'' = b_1 c_1.$$

Mais

$$\frac{b_1 c_1}{1} = \frac{b_n c_n}{O a_n} = \frac{2p}{n},$$

d'où

$$O'O'' = b_1 c_1 = \frac{2p}{n}.$$

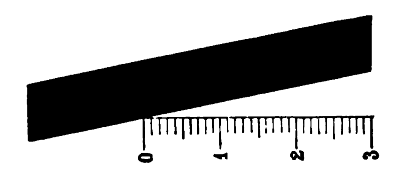
En général, $O'O'' = 2m\frac{p}{n}$, si m est le nombre de divisions parcourues par le sommet de l'angle.

Si donc la longueur de la division est connue, $O'O''$ est déterminé.

Habituellement, les amplitudes à mesurer ne dépassent pas $0^m,005$. On peut prendre $O a_n = 0^m,030$, chaque division étant de $0^m,001$; en prenant $a_n b_n = 0^m,003$, de façon que la pente des deux lignes de l'angle soit de $\frac{1}{10}$, on voit que, lorsque le sommet O atteindra la première division a_1, l'amplitude sera de $\frac{2}{10}$ de millimètre; lorsqu'il atteindra la seconde a_2, elle sera de $\frac{4}{10}$, et ainsi de suite.

On peut suivre ainsi nettement les variations de l'amplitude de 2 en 2 dixièmes de millimètre. Si l'on divisait Oa_n en demi-millimètres, on suivrait la variation de dixième en dixième de millimètre.

Ce dispositif peut être simplifié : c'est ce que j'ai fait. Il suffit d'un axe tel que xy et d'une seule ligne inclinée au dixième au lieu de deux. La figure ci-contre représente un micromètre vibrant



de ce genre, à pente de $\frac{2}{10}$; un côté de la figure est noirci pour que le sommet de l'angle soit plus net.

Il va sans dire que la figure doit être fixée au corps vibrant, de façon que tous ses points aient la même amplitude. Pour un diapason, par exemple, il faut la fixer à l'extrémité des branches, à plat, sur la section droite. La grandeur de la lame de papier sur laquelle se fait le tracé est d'ailleurs assez petite, même pour des observations à l'œil nu; pour des amplitudes de $0^m,006$, une lame de $0^m,004$ de base sur $0^m,010$ de hauteur suffit parfaitement.

Mais il est des recherches qui exigent que l'amplitude reste constante ou à très peu près. Nous allons maintenant examiner ce cas.

Rendre l'amplitude du mouvement vibratoire constante. — Observons d'abord que la méthode indiquée ci-dessus permet de constater avec précision si l'amplitude reste effectivement constante. On peut alors la mesurer, soit directement par une lecture faite, si c'est nécessaire, à la loupe ou au microscope, soit indirectement et à loisir, après avoir photographié la figure stable, vivement éclairée, qui sert à effectuer la mesure.

Mais on sait qu'il n'existe pas de corps qui, soumis à un mouvement vibratoire et *livré à lui-même,* conserve une amplitude constante, à cause de la résistance de l'air et de la communication du mouvement aux supports : il en résulte, en effet, une perte ou plutôt une transformation d'énergie inévitable. On ne peut donc

maintenir l'amplitude constante qu'en restituant au corps vibrant, périodiquement, à des époques convenables, de façon à ne pas altérer les éléments de son mouvement, la portion d'énergie incessamment transformée, par exemple, à l'aide d'un entretien électrique.

J'ai dû alors chercher à résoudre le problème suivant :

Donner à volonté à un corps vibrant entretenu électriquement une amplitude variant de zéro à une limite déterminée, et maintenir cette amplitude indéfiniment constante, à $\frac{1}{100}$ près, de l'une des valeurs quelconques comprises entre ces limites.

Ce problème revient à donner aux électro-aimants dont l'action périodique régularise le mouvement une énergie constante.

Supposons d'abord que la position des pôles soit fixe et qu'on ait à sa disposition une pile suffisante pour obtenir le maximum d'effet.

Alors il est clair que tout ce qui pourra augmenter l'énergie de l'électro-aimant sera favorable à la solution du problème posé ; il faut donc prendre des noyaux en fer très doux, dont les dimensions soient en rapport avec la grandeur et la rigidité du corps vibrant ; ceci n'a pas, il est vrai, beaucoup d'importance, car on ne peut, en général, dépasser certaines dimensions assez restreintes. Il n'en est pas de même du nombre des pôles ou des centres d'action électromagnétique. Dans le but de réduire autant que possible le nombre des éléments de pile à employer, j'ai dans ces derniers temps augmenté le nombre des électro-aimants agissants, non pour les faire agir simultanément et de la même manière, ce qui conduirait forcément à augmenter le nombre ou les dimensions des éléments de pile, mais pour les faire agir *successivement,* de la manière suivante.

Je n'avais employé jusqu'ici qu'un électro-aimant agissant simultanément par ses deux pôles au moment de l'une des élongations maxima du corps vibrant, et je n'avais ainsi qu'un entretien du mouvement, qu'on peut appeler *simple* ou *à simple effet.* J'ai songé à obtenir un entretien *à double effet* en produisant deux actions électromagnétiques par période au lieu d'une seule : l'une au moment de l'une des élongations maxima ; l'autre, *de sens inverse,* au moment de la seconde élongation maxima, qui suit la première à une demi-période d'intervalle. Il suffit pour cela d'ajouter au

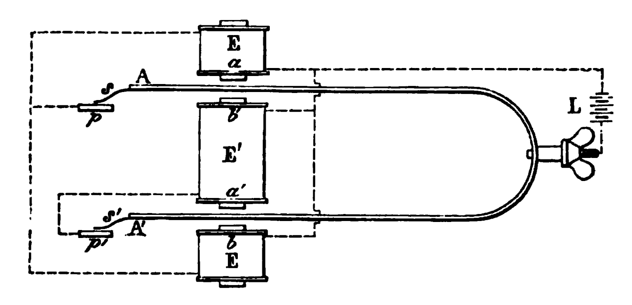
corps vibrant un second style, placé convenablement en face d'un second contact platiné, et d'ajouter au système un second électro-aimant.

Le dispositif varie un peu, suivant la nature des corps vibrants. Je vais décrire l'un de ceux que j'ai adoptés pour les électro-diapasons.

La figure ci-dessous représente la projection horizontale du système, avec les communications électriques, indiquées en pointillé. La légende jointe au dessin désigne suffisamment les pièces de l'appareil.

Le diapason étant en mouvement, lorsqu'il est à son élongation maxima *extérieure,* le circuit de la pile est fermé par le diapason, le style *s'*, la plaque *p'*, l'électro-aimant E', qui agit pendant un instant. Puis les deux branches se rapprochent; quand elles sont arrivées à leur élongation maxima *intérieure,* le circuit est fermé par le style *s*, la plaque *p* et les électro-aimants E, qui agissent *simultanément* par leurs pôles *b* et *a*.

On voit qu'on obtient ainsi, avec une seule pile, véritablement un *double effet.* On peut donc produire ainsi facilement des variations d'amplitude assez grandes, en faisant varier le nombre d'éléments de la pile dont on dispose.



A, A', branches du diapason;
s, *s'*, style en acier ou en platine;
p, *p'*, plaques de contact platinées;
E, E', électro-aimants; *a*, *b*, *a'*, *b'* leurs pôles;
L, pile d'entretien;

Il s'agit maintenant de maintenir constante l'amplitude du corps vibrant pendant plusieurs heures avec une précision assez grande, à $\frac{1}{50}$ ou à $\frac{1}{100}$ près.

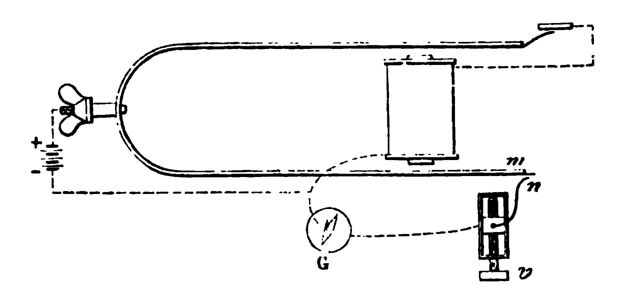
On ne saurait pour cela compter seulement sur la constance de la pile.

Voici une solution qui est automatique, et que j'ai déjà employée, dès 1876, dans mes recherches sur l'influence de l'amplitude sur la durée de la période d'un mouvement vibratoire ([1]). Elle consiste à employer une pile plus énergique qu'il ne faut pour obtenir l'amplitude désirée et à empêcher l'instrument de dépasser cette amplitude.

Pour cela, un ressort léger n, mû par une vis à écrou mobile ν, est approché du corps vibrant, un diapason par exemple, de façon que la distance mn soit égale à la moitié de l'amplitude qu'on ne veut pas dépasser; l'écrou qui supporte le ressort est en communication permanente avec le pôle négatif de la pile d'entretien, *sans aucune résistance intermédiaire*.

On voit alors que, dès que le diapason atteint l'amplitude en question, le contact ayant lieu entre m et n, la pile est dérivée dans un circuit sans résistance, et l'action de l'électro-aimant cesse en très grande partie, pour reprendre dès que le contact mn a cessé.

Cette solution a l'inconvénient de compliquer le dispositif de



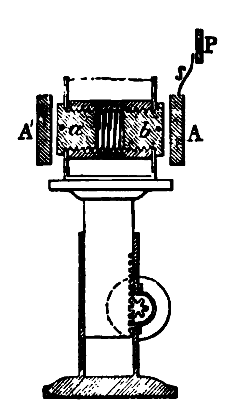
l'instrument, en ajoutant un nouvel appareil aux électro-aimants, styles et plaques de contact qui sont indispensables. De plus, elle suppose que la pile conserve une énergie plus que suffisante pour

(1) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, octobre 1876; *Annales télégraphiques*, mars et avril 1876. Je n'ai pas publié alors la méthode que j'employais pour maintenir l'amplitude constante, parce que je comptais la perfectionner. M. Marcel Deprez en a trouvé une tout à fait semblable récemment, et l'a appliquée avec succès à la régulation de la vitesse des arbres des machines électromagnétiques.

atteindre l'amplitude désirée. Elle n'est donc réellement automatique qu'à cette condition et ne dispense pas de la surveillance de la pile et du *micromètre vibrant*, sur lequel on apprécie l'amplitude.

On peut encore faire varier la position des pôles des électro-aimants, en les déplaçant perpendiculairement au plan de vibration. La figure suivante représente l'un des dispositifs que j'emploie quand il s'agit d'électrodiapasons.

A l'aide de la crémaillère et d'un pignon, les électro-aimants *ab*



peuvent descendre perpendiculairement au plan de vibration, qui est ici horizontal. On peut se rendre clairement compte de l'effet produit par ce mouvement en considérant l'un des pôles, *a* par exemple, et les lignes de force électromagnétiques issues de ce pôle. Leur nombre ne change pas pendant le mouvement; mais, à mesure que le pôle descend, la branche correspondante du diapason en traverse un nombre de moins en moins grand et de plus en plus obliquement : l'attraction sur la branche diminue donc rapidement.

Cette attraction produit d'ailleurs son effet, même quand les pôles sont en dehors des branches du diapason, au-dessous des points A et A' : on peut donc faire parcourir aux pôles, à partir et au-dessous de la position horizontale, une longueur égale environ à la largeur de l'instrument ($0^m,02$ à $0^m,03$), et l'on a ainsi le moyen de faire varier immédiatement l'amplitude dans le rapport de 1 à 10 au moins et de la maintenir constante aussi longtemps

qu'on veut en faisant mouvoir de temps en temps le pignon qui soulève ou abaisse les électro-aimants, suivant les indications du *micromètre vibrant*.

J'ai pu ainsi, avec un électro-diapason de trente périodes par seconde, à l'aide de trois éléments Leclanché, qui n'ont pas été touchés une seule fois, maintenir l'amplitude à $0^m,003$ pendant des mois entiers, à raison de sept à huit heures de travail par jour, pour des expériences où j'avais besoin de conserver sans cesse cette amplitude.

On obtient des résultats analogues avec des instruments de cent ou deux cents périodes par seconde.

SUR LA LOI DES CAPACITÉS THERMIQUES DES GAZ;

PAR M. N. SLOUGUINOFF.

Concevons 1^{kg} d'un gaz sous la pression p et élevons sa température de t_1 à t degrés; désignons par v_1 et v les volumes correspondants, par c' et c les capacités du gaz à pression constante et à volume constant; soit enfin E l'équivalent mécanique de la chaleur et

$$\frac{c'}{c} = 1 + k.$$

On a

$$p(v - v_1) = \mathrm{E}kc(t - t_1).$$

Posons

$$t_1 = -273^\circ = -\mathrm{C},$$

v_1 deviendra très petit par rapport à v (à température ordinaire) et nous pouvons écrire

$$(a) \qquad pv = \mathrm{E}kc\mathrm{T},$$

où $\mathrm{T} = t + \mathrm{C}$.

Si d est la densité, on a

$$vdg = 1;$$

donc

(1) $$\frac{p}{dg} = \mathrm{E}kc\mathrm{T}.$$

Si d_1, k_1, c_1, p et T sont les données relatives à l'hydrogène, on a

(2) $$\frac{p}{gd_1} = \mathrm{E}k_1c_1\mathrm{T}.$$

En divisant l'équation (2) par (1), il viendra

$$\frac{d_1}{d} = \frac{k_1c_1}{kc}.$$

Le rapport $\frac{d}{d_1} = \delta$ est la densité relative, en prenant celle de l'hydrogène pour unité, et l'on a, en désignant par B un coefficient constant,

$$\delta kc = k_1c_1 = \mathrm{B}.$$

Nous voyons que le produit δkc est un nombre constant pour tous les gaz. Désignons par q le poids moléculaire; on a

$$\delta = \frac{q}{2},$$

par conséquent

(I) $$qc = \frac{2\mathrm{B}}{k}.$$

La substitution de cette valeur dans la formule (a) donnera

$$\mathrm{B} = \frac{pv\delta}{\mathrm{TE}}.$$

Lorsqu'on prend $\mathrm{T} = 273°$, on a $p = p_0$ et $v = v_0$, de sorte qu'il existe une relation

(3) $$\frac{\mathrm{R}\delta}{\mathrm{E}} = \mathrm{B},$$

où

$$\frac{p_0v_0}{273} = \mathrm{R}.$$

Pour l'hydrogène, $R = 422,612$ et $\delta = 1$; donc

$$B = \frac{422,612}{E},$$

ou, avec une approximation très suffisante,

$$B = 1.$$

La substitution dans la formule (I) donne ensuite

$$(I_a) \qquad qc = \frac{2}{k}.$$

L'équation (I_a) ou (I) conduit à la loi suivante : *Le produit qc de la capacité c par le poids moléculaire q d'un gaz est en raison inverse de $\frac{c'}{c} - 1$.*

Les expériences démontrent cette loi complètement.

Remplaçons maintenant dans la formule de Clapeyron,

$$pv = RT,$$

la valeur R par $\frac{BE}{\delta}$ ou par $\frac{E}{\delta}$; cela donne

$$(II) \qquad pv = \frac{E}{\delta} T.$$

La théorie dynamique des gaz nous conduit à la formule

$$pv = \frac{u^2}{3g},$$

dans laquelle u désigne la vitesse moyenne d'une molécule gazeuse. En combinant cette formule avec (II), on déduit

$$T = \frac{1}{3gE} u^2 \delta = \frac{1}{3gE} \frac{qu^2}{2}.$$

Dans le Mémoire que j'ai publié dans les journaux russes, je démontre encore que

$$\alpha n T k = \text{const.},$$

α désignant le coefficient de dilatation, n le nombre d'atomes com-

posant la molécule. Les vérifications à l'appui sont contenues dans le Tableau suivant ($T = 273°$) :

Noms.	k.	$100\,\alpha$ (d'après Regnault).	$100\,\alpha n k$.
Hydrogène	0,41	0,3667	0,3006
Oxyde de carbone...	0,41	0,3667	0,3006
Acide sulfureux	0,257	0,3845	0,2964
Oxygène	0,403	0,3674 (Jolly)	0,2962

POLARISATION ATMOSPHÉRIQUE ET INFLUENCE DU MAGNÉTISME TERRESTRE SUR L'ATMOSPHÈRE (1);

PAR M. HENRI BECQUEREL.

1. Les physiciens qui après Arago se sont occupés de la polarisation atmosphérique, et parmi lesquels on peut citer Babinet et Brewster (2), ont admis que le plan de polarisation de la lumière envoyée par un point quelconque du ciel passait par le Soleil ou était perpendiculaire à un plan passant par cet astre. Nous avons été conduit à penser que cette coïncidence ne devait pas exister généralement, et nous nous sommes proposé d'étudier la polarisation atmosphérique à ce nouveau point de vue, en déterminant avec précision les positions relatives du Soleil et du plan de polarisation de la lumière envoyée par l'atmosphère dans une direction quelconque.

Imaginons à chaque instant un plan passant par l'œil de l'observateur, le point visé et le centre du Soleil. Ce plan, que nous appellerons *plan du Soleil*, nous a servi de plan de comparaison, et nous avons déterminé à un même instant, sur un même cercle divisé, sa trace et la trace du plan de polarisation de la lumière envoyée dans une direction perpendiculaire au plan du cercle. L'angle des deux traces mesure l'angle des deux plans. L'appareil

(1) *Voir* pour plus de détails le Mémoire (*Ann. de Chimie et de Physique*, janv. 1880).

(2) Nous citerons également MM. Wheatstone, Quetelet, Delezenne, Rubenson, F. Bernard, Liais et Hagenbach.

que nous avons combiné pour ces déterminations est décrit avec détail dans le Mémoire cité plus haut.

La position du plan de polarisation était obtenue au moyen d'un polariscope de Savart, en observant la disparition des franges, détermination qui peut se faire avec une grande exactitude. Le polariscope était monté au centre d'un cercle divisé, par l'intermédiaire d'un tube en cuivre mobile autour de son axe. A l'extrémité de ce tube, une disposition spéciale permettait d'observer l'ombre d'un point situé sur l'axe optique de l'appareil. On pouvait ainsi amener un plan invariablement lié à l'alidade du cercle divisé à coïncider avec le plan que nous avons appelé le *plan du Soleil* et déterminer la position de la trace de ce plan sur le cercle divisé. L'appareil était disposé de façon à pouvoir s'orienter dans une direction quelconque.

Les éléments à mesurer varient incessamment par le fait du mouvement de la Terre; on a noté l'heure de chaque observation, et les nombres à comparer entre eux ont été déduits de courbes convenablement tracées.

2. Depuis deux ans nous avons accumulé de nombreuses observations, qui conduisent, entre autres, aux conclusions suivantes, relatives à un ciel sans nuages.

Le plan de polarisation de la lumière envoyée par un point du ciel ne passe pas généralement par le Soleil; l'angle que fait ce plan avec le plan du Soleil est variable d'un instant à l'autre et toujours tel que le plan de polarisation passe un peu au-dessous du Soleil, entre cet astre et l'horizon.

Lorsque l'on vise un point situé soit vers le nord, soit vers le sud, près de l'horizon, l'angle des deux plans est d'abord assez petit le matin; il augmente jusqu'à un maximum vers 9^h à 10^h, s'annule vers midi, augmente de nouveau jusqu'à un maximum vers 2^h ou 3^h, diminue ensuite et paraît devoir s'annuler près du coucher du Soleil.

On a reconnu que, si l'on était à l'abri de toute perturbation, la coïncidence des deux plans devrait avoir lieu au lever et au coucher du Soleil et au moment où cet astre passe dans le plan vertical du point visé. Au zénith, l'expérience vérifie que l'angle des deux plans est toujours sensiblement nul.

Vers l'est ou vers l'ouest on ne trouve généralement pas de coïncidence des deux plans considérés, mais on reconnaît l'existence d'un minimum vers midi. Le matin et le soir, près de l'horizon, l'angle du plan du Soleil et du plan de polarisation est assez grand : il atteint jusqu'à 6° dans nos expériences, mais le voisinage des points neutres apporte des perturbations qui n'ont pas permis de suivre la marche de la polarisation près du lever et du coucher du Soleil.

Voici, comme exemple, quelques-uns des nombres que nous avons obtenus :

Observations faites à la Jacqueminière (Loiret). (Latitude, 48° 0'.)

Date.	Heure du chronomètre.	Position du plan du Soleil.	Position du plan de polarisation.	Angle des deux plans.
Près de l'horizon sud. (Dist. zénith. app. = 85°.)				
	h m s	° ′	° ′	° ′
12 août 1879..	7.55.25 M.	209.42	209. 2	−0.40
»	10.23.18	240.40	239. 8	−1.32
» ...	12.23.48	275. 8	275. 6	−0. 2
» ...	2.46.12 S.	313.25	315.53	+2.28
11 août.......	3.50.30	326.18	329.18	+3. 0
»	5.27. 7	342.50	344.39	+1.49
»	6.26. 0	351.19	352.28	+1. 9

Le 12 août, le midi vrai est à 11h 55m 26s. Le Soleil passe au plan vertical du point visé à midi 1m.

Observations à l'est. (Dist. zénith. app. = 85°.)

12 août 1879..	9.50.43	301.28	304.47	+3.44
»	1. 2.20	302.42	303.31	+0.49
»	3.56.59	291.10	296.11	+5. 1

Observations à l'ouest. (Dist. zénith. app. = 83°.)

12 août 1879..	9.14.21 M.	64.28	63.13	−1.15
» ...	3.15.52 S.	60.33	54.37	−5.56

NOTA. — Le signe + indique le sens direct, le signe — le sens rétrograde.

Observations faites à Châtillon-sur-Loing (*Loiret*). (Latitude, 47° 49′ 22″.)

Près de l'horizon nord. (Dist. zénith. app. = 86° 27′.)

	h m s	° ′	° ′	° ′
4 sept. 1879..	8.37.14	142. 1	143.43	+1.42
»	9.28.18	130. 4	132.12	+2. 8
»	12. 4.45	84.44	84.51	+0. 7
»	1.24.32	60.58	60. 9	−0.49
»	3. 9.25	34.55	33.41	−1.14

Le midi vrai est à 11ʰ 51ᵐ 13ˢ. Le Soleil passe au vertical du point visé à 11ʰ 48ᵐ.

Près de l'horizon ouest. (Dist. zénith. app. = 86° 27′.)

4 sept. 1879..	9.58.17	53.26	52.21	−1.15
»	12.27.22	48.34	47.50	−0.44
»	1. 4. 7	47.49	46.42	−1. 7
»	2.44. 8	46.42	42.56	−3.46

La grandeur et les heures des maxima et des minima varient avec les saisons et la hauteur du Soleil aux heures correspondantes.

Pour un point situé en dehors des régions que nous venons d'indiquer, les phénomènes décrits plus haut se superposent en partie, et il en résulte une variation de l'angle des deux plans parfois assez complexe.

Les résultats qui précèdent sont relatifs à la lumière blanche. Les rayons de diverses couleurs venant d'une même direction n'ont pas le même plan de polarisation. Ces divers plans varient et par rapport au Soleil et les uns par rapport aux autres, le plan de polarisation des rayons rouges étant en général, dans nos expériences, plus près du Soleil que le plan de polarisation des rayons bleus.

3. Les variations de l'angle du plan du Soleil et du plan de polarisation peuvent s'expliquer en admettant que dans une direction déterminée l'atmosphère réfléchit tous les rayons qu'elle reçoit, non seulement ceux qui viennent du Soleil, mais aussi ceux qu'envoient l'atmosphère et la Terre elle-même, qui est éclairée.

Nous examinons, dans le Mémoire cité plus haut, les hypothèses que l'on peut faire à ce sujet.

4. On vient de voir que le plan de polarisation devrait coïncider avec le plan du Soleil lorsque celui-ci est vertical. Or, si l'on vise un point situé près de l'horizon, vers le nord, vers le sud ou mieux près du méridien magnétique, au moment où le plan du Soleil est vertical, le plan de polarisation est dévié d'un petit angle vers l'est, et la coïncidence des deux plans n'a jamais lieu qu'après le passage du Soleil au plan vertical du point visé. Tout se passe comme si le plan de polarisation subissait une rotation dans le sens direct pour un observateur qui aurait la tête vers le nord et les pieds vers le sud.

Voici quelques-uns des nombres observés :

Points visés.	Distance zénithale apparente.	Rotation observée.	Erreur possible.
	° ′	° ′	
Horizon sud............	85. 0	0.22	± 5′
Horizon nord...........	86.27	0.24	± 5
Méridien magnétique sud..	85.20	0.42	±12
	87.27	0.59	±15

Dans une région perpendiculaire à l'aiguille d'inclinaison, la rotation a été trouvée sensiblement nulle.

Le sens de cette rotation conduit à penser qu'elle est due à l'influence du magnétisme terrestre.

Dans un travail qui n'est pas encore terminé ([1]), nous avons montré comment on pouvait mesurer le pouvoir rotatoire magnétique de certains gaz, notamment l'air, à la température et à la pression ordinaires, et nous avons mesuré, d'autre part ([2]), quelle était la rotation du plan de polarisation d'un rayon lumineux traversant une colonne de sulfure de carbone liquide, soumise à l'influence magnétique de la Terre. Les nombres trouvés permettraient de calculer *a priori* la rotation dont il est question ici, à la

([1]) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXVIII, p. 709, et *Journal de Physique*, t. VIII, p. 198.

([2]) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXVI, p. 1075.

condition de connaître les distances d'où nous viennent les rayons lumineux que nous étudions. On ne possède aucune donnée sur ces distances; cependant, en faisant diverses hypothèses sur les épaisseurs atmosphériques qui peuvent être traversées par la lumière et en s'appuyant sur les nombres que nous avons donnés, nous avons calculé approximativement les rotations magnétiques limites que l'on pourrait observer sous l'influence terrestre. Les rotations ainsi calculées sont de l'ordre de grandeur des nombres observés. Leur valeur est trop faible pour que l'on puisse conclure de nos expériences que l'influence magnétique de la Terre soit la seule cause de la rotation observée; toutefois, cette influence semble bien manifeste.

5. En résumé, le présent travail nous a conduit à reconnaître plusieurs faits nouveaux :

1° L'existence d'un angle variable entre le *plan du Soleil* et le plan de polarisation de l'atmosphère en un point quelconque;

2° La variation périodique de cet angle, qui pour un même point visé, dans le cours d'une journée, présente des maxima et des minima; ce phénomène semble lié aux conditions variables d'illumination de l'atmosphère lorsque le Soleil s'élève ou s'abaisse sur l'horizon;

3° La manifestation d'une influence magnétique de la Terre sur l'atmosphère, influence à laquelle on peut attribuer une petite rotation du plan de polarisation de la lumière.

NOTE SUR L'ÉQUATION DIFFÉRENTIELLE $\frac{d^2u}{dt^2} = a^2\frac{d^2x}{dt^2}$ QUI CONDUIT A L'EXPRESSION THÉORIQUE DE LA VITESSE DU SON;

PAR M. AMAGAT.

I. Dans les différents Ouvrages de Physique où l'on établit cette formule, on suppose d'abord que la loi de Mariotte puisse être appliquée; puis, tenant compte des dégagements de chaleur produits par les condensations, on corrige la valeur du terme a, ainsi obtenu, au moyen d'un calcul qu'il y aurait, je crois, avantage à

supprimer, en employant de suite la formule de Laplace $pv^{\frac{C}{c}} = p'v'^{\frac{C}{c}}$ au lieu de celle de Mariotte ([1]).

Quoique le calcul ne présente aucune difficulté, j'ai pensé qu'il pouvait être utile d'en indiquer quelques détails aux jeunes gens qui étudient la Physique, parce qu'ils ne le trouvent nulle part dans les Traités qui sont à leur disposition.

Considérons un cylindre illimité et de petite section qu'on peut toujours supposer égale à l'unité. Soient x et $x + dx$ les distances, comptées depuis l'origine où se trouve le centre d'ébranlement des deux surfaces A et B qui limitent une tranche AB et Δ la masse de l'unité de volume du gaz.

Si pendant un temps très petit dt la surface A se déplace de u, la surface B se déplacera de $u + \frac{du}{dx} dx$; la masse de gaz déplacée étant Δdx, on démontre dans tous les Ouvrages que l'expression de la force motrice est, en négligeant les quantités du deuxième ordre, $\Delta dx \frac{d^2 u}{dt^2}$.

D'un autre côté, si l'on désigne par p' et p'' les pressions aux deux surfaces extrêmes au moment de la condensation, la force motrice est précisément égale à $p'' - p'$. Il s'agit, on le sait, de calculer cette différence. Pour cela, concevons un volume de gaz très petit, compris entre deux surfaces infiniment rapprochées, qui soit égal à v pendant la condensation; avant la condensation il était égal à $v(1 + \gamma)$ sous la pression normale p, γ étant la condensation.

On a donc, en appliquant la formule de Laplace,

$$v^m (1 + \gamma)^m p = v^m p',$$

en posant $m = \frac{C}{c}$.

Développons par la formule du binôme; il vient

$$p' = p\left(1 + m\gamma + \frac{m(m-1)}{1.2}\gamma^2 + \ldots\right).$$

([1]) Dans ses Cours, Poisson établissait immédiatement la formule complète (voir son *Traité de Mécanique*, 2e édition, t. II, p. 693 et suiv. (*Rédaction*.)

On obtiendrait de même

$$p'' = p\left(1 + m\gamma' + \frac{m(m-1)}{1.2}\gamma'^2 + \ldots\right),$$

γ' étant la condensation correspondante.

On a donc

$$p'' - p' = pm(\gamma' - \gamma),$$

en négligeant les différences des termes supérieurs au second.

Du reste, $\gamma' - \gamma = \frac{d\gamma}{dx}dx$ ou, comme $\gamma = \frac{du}{dx}$, $\gamma' - \gamma = \frac{d^2u}{dx^2}dx$. Donc, enfin,

$$\Delta dx \frac{d^2u}{dt^2} = pm\frac{d^2u}{dx^2}dx = p\frac{C}{c}\frac{d^2u}{dx^2}dx \quad \text{ou} \quad \frac{d^2u}{dt^2} = \frac{p}{\Delta}\frac{C}{c}\frac{d^2u}{dx^2}.$$

II. De même, quand on calcule la vitesse du son en partant de ce principe de Newton, que sa valeur est la racine carrée du rapport de l'accroissement absolu de pression à l'accroissement absolu de densité, il suffit évidemment, pour avoir la formule toute corrigée, d'employer de suite la loi de Laplace.

Soient, en effet, p la pression absolue, αp son accroissement, d et d' les densités du gaz sous les pressions p et $p(1 + \alpha p)$. Au lieu de poser, comme d'habitude,

$$\frac{v}{v'} = \frac{d'}{d} = \frac{p(1+\alpha)}{p} = 1 + \alpha,$$

posons tout de suite

$$\left(\frac{v}{v'}\right)^{\frac{C}{c}} = \left(\frac{d'}{d}\right)^{\frac{C}{c}} = (1+\alpha),$$

d'où

$$\frac{d'}{d} = (1+\alpha)^{\frac{c}{C}} = 1 + \frac{c}{C}\alpha,$$

en arrêtant le développement au second terme. On a donc

$$d' - d = d\alpha\frac{c}{C},$$

et par conséquent

$$v = \sqrt{\frac{\alpha p}{d\alpha\frac{c}{C}}} = \sqrt{\frac{C}{c}\frac{p}{d}}$$

ou, suivant une notation connue de tout le monde,

$$v = \sqrt{\frac{C}{c}\,\frac{gHD(1+\alpha t)}{d_0}}.$$

LANGLEY. — On the temperature of the Sun (Sur la température du Soleil); *Proceedings of the american Academy of Arts and Sciences*, 9 octobre 1878 (¹).

M. Langley remarque que les méthodes employées pour déterminer la température du Soleil sont basées sur l'emploi de formules, vraies dans les limites entre lesquelles elles ont été établies, mais que l'on a cherché à tort à étendre bien au delà des points entre lesquels elles s'accordent avec l'expérience ; la loi de Dulong et Petit, vérifiée seulement pour certaines radiations obscures, ne s'applique plus aux radiations lumineuses et, comme le fait remarquer M. Langley, ne contient aucun terme fonction des longueurs d'onde, dont la nature influe si considérablement sur l'accroissement d'intensité des radiations émises quand la température s'elève.

Le désaccord est surtout remarquable entre les conclusions des physiciens français et étrangers. Tandis que les premiers ont successivement proposé des nombres qui, partant de températures inférieures à celle de la fusion du platine, se sont successivement élevés jusqu'à 2500°, nombre proposé par M. Violle, les savants étrangers ont été conduits à assigner à la température du Soleil des valeurs variant de plusieurs millions de degrés (J. Herschel, Ericsson) à 120000° (derniers résultats du P.' Secchi), 126000° (Soret), 133000° (W. Thompson) et 10000° (Rossetti).

M. Langley a voulu comparer la radiation solaire à celle de l'une des sources terrestres de très haute température et voir ainsi si l'énergie de la radiation solaire leur est comparable ou bien si elle leur est infiniment supérieure.

Dans ce but, il s'est servi, comme source de radiation, de la surface incandescente de l'acier en fusion obtenu par la méthode Bessemer; sa température est supérieure à celle de la fusion du

---

(¹) *Voir*, à ce sujet, le résumé de M. Boutan (*Journal de Physique*, t. I, p. 154).

platine, comme M. Langley l'a démontré, en y plongeant au moment de la coulée un fragment de platine ou mieux en présentant à l'orifice du convertisseur, placé verticalement, un fil de platine; dans les deux cas la fusion est immédiate. M. Langley estime que la température au moment de la coulée est de 1800° à 2000°.

Le convertisseur étant incliné pour la coulée, le fond sur lequel ruisselle le métal en fusion apparaît, pour un observateur situé sur le prolongement de son axe, comme un disque éblouissant; pendant la coulée qui dure près d'une minute lorsqu'on opère sur 15000 livres de métal, celui-ci, en s'écoulant, offre une surface radiante de plusieurs pieds carrés; ce sont ces deux sources de radiation sur lesquelles a opéré M. Langley. Rappelons à ce sujet que M. Violle avait déjà fait des mesures actinométriques sur la coulée d'acier sortant d'un four Martin-Siemens.

Comparaisons calorifiques. — Les radiations émises par le métal fondu étaient reçues sur l'une des faces d'une pile thermo-électrique. Un faisceau de rayons solaires réfléchi par un miroir était dirigé sur l'autre face. La pile était abritée contre les rayonnements étrangers et contre les courants d'air par des enveloppes concentriques.

Quoique le diamètre apparent de l'orifice du convertisseur fût plusieurs fois celui du Soleil, la pile accusait une telle prédominance de l'énergie solaire qu'il fallut pour la rendre comparable à celle de l'acier interposer sur le trajet des rayons solaires une lunette dont l'objectif projetait sur la pile une image amplifiée du Soleil, et diaphragmer convenablement l'objectif pour ramener au zéro l'aiguille du galvanomètre. Tous calculs faits pour ramener à l'égalité les diamètres apparents du Soleil et du métal, l'énergie solaire a été trouvée égale à quatre-vingt-six fois celle du rayonnement du métal; c'est là une limite inférieure, car on n'a tenu aucun compte des pertes qu'a subies le rayonnement solaire par réflexion sur le miroir, les lentilles, et par les absorptions qu'il a subies.

Comparaisons photométriques. — La température d'une source lumineuse s'élevant, les radiations de courte longueur d'onde subissent un accroissement d'amplitude plus grand que celles de grande longueur d'onde; plus donc la température du Soleil sera supérieure à celle du métal, plus le rapport de la lumière du Soleil

à celle du métal sera supérieur au rapport de la chaleur émise par le Soleil à celle qu'émet le métal.

M. Langley a remplacé la pile de l'appareil précédent par un photomètre de Bunsen dont l'écran reçoit les images du Soleil et de l'ouverture du convertisseur, également amplifiées au moyen de deux lunettes d'égale ouverture et de même foyer, dont les oculaires sont tournés vers l'écran photométrique. En diaphragmant convenablement l'objectif de la lunette qui reçoit les rayons solaires, il rend l'éclat de l'image solaire comparable à celui du métal, et, déplaçant convenablement l'écran photométrique, il arrive à obtenir l'égalité d'intensité. De la distance de l'écran aux deux oculaires et des ouvertures des deux objectifs il est facile de déduire le rapport des intensités lumineuses. Il a trouvé ainsi que la radiation solaire vaut cinq mille trois cents fois celle du métal, quoiqu'il n'ait pas été tenu compte des pertes par absorption que la lumière solaire avait subies avant d'arriver à l'appareil.

M. Langley conclut que, la chaleur solaire étant plus de cent fois et la lumière solaire plus de cinq mille trois cents fois celles que rayonne le métal porté à une température supérieure à celle du platine en fusion, la température du Soleil est de beaucoup supérieure à cette dernière, et par conséquent aux valeurs qui ont été récemment attribuées à la température du Soleil.

La conclusion de M. Langley nous paraît rigoureusement exacte; mais, si nous remarquons que M. E. Becquerel (¹) a trouvé que, l'intensité de la lumière totale émise par l'argent en fusion (916°) étant 1, celle qui émane du cuivre en fusion (1037°) est 8,38; que la lumière deviendrait cent quarante-sept fois plus forte à 1200°; et, si la loi qu'il a trouvée continue à être vraie, vingt-huit mille neuf cents fois plus grande à 1500°, on voit que, la température s'élevant, le rayonnement lumineux augmente avec une rapidité telle, que les rapports si considérables obtenus par M. Langley cessent de nous surprendre. Ils impliquent en effet, pour le Soleil, une température bien supérieure à celle de la fusion du platine, il est vrai, mais aussi hors de toute proportion avec les millions et les dizaines de mille degrés obtenus par des savants étrangers. Les

(¹) *La lumière*, t. I, p. 97.

recherches spectrométriques sur la composition de la lumière émise me paraissent être de nature à jeter quelque jour sur l'étude de cette question. A. Crova.

L. LORENZ. — Ueber die Fortpflanzung der Elecktricität (Sur la propagation de l'électricité); *Ann. der Physik*, nouvelle série, t. VII, p. 161; 1879.

M. Kirchhoff (¹), en calculant les expériences de M. Feddersen (²) sur la décharge oscillante des condensateurs, a montré que ces expériences s'accordent d'une manière générale avec la théorie de la propagation de l'électricité, mais que la durée des oscillations observée est presque double de leur valeur calculée.

M. Lorenz a répété des expériences analogues à celles de M. Feddersen, mais il trouve un accord satisfaisant entre la théorie et les résultats qu'il a obtenus. Il pense que le nombre 2 employé par M. Kirchhoff comme constante diélectrique du verre (en l'absence de déterminations faites à cet égard par M. Feddersen) est beaucoup trop faible, car il a trouvé en moyenne 6,82 pour les bouteilles dont il s'est lui-même servi. De là viendrait le désaccord signalé par M. Kirchhoff.

L'auteur du Mémoire a employé une seconde méthode qui se prête à la comparaison de la théorie et de l'expérience : elle consiste à remplacer, dans un pont de Wheatstone, le galvanomètre par un téléphone à fil gros et court. Quand les extra-courants ne se compensent pas exactement dans les résistances que l'on emploie, le téléphone fait entendre un bruit à chaque émission du courant. Ce procédé très sensible permet de mesurer exactement les longueurs de fil pour lesquelles les extra-courants se compensent. Ces longueurs sont celles qui correspondent à des résistances égales, à moins toutefois que l'un des fils ne soit en fer, auquel cas la compensation ne se produit jamais exactement. Ces résultats sont conformes à la théorie.

On savait déjà, par les expériences de MM. Villari (³) et

(¹) *Ann. de Pogg.*, t. CXIII, p. 437, et t. CXVI, p. 132.
(²) *Ibid.*, t. CXXI, p. 551.
(³) Wiedemann, *Galvanismus*, t. II, p. 55.

Herwig [1], qu'il est impossible de compenser l'extra-courant produit dans le fer par l'extra-courant produit dans le cuivre, parce qu'ils n'ont pas la même durée. La cause en est dans l'aimantation transversale acquise par les fils de fer sous l'influence du courant, et qui ne disparaît pas instantanément.

M. Lorenz conclut de l'ensemble de ses expériences qu'il n'y a pas lieu de modifier la théorie de la propagation de l'électricité.

E. Bouty.

A KUNDT und W.-C. RÖNTGEN. — Ueber die electromagnetische Drehung der polarisationsebene des Lichtes in den Gasen (Sur la rotation électromagnétique du plan de polarisation de la lumière dans les gaz); *Annalen der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. VIII, p. 278; 1879.

L'appareil employé est complètement différent de celui qui a été utilisé dans la première série de recherches effectuées par les auteurs sur le même sujet [2]. Il permet d'observer les gaz à des pressions énormes pouvant atteindre plusieurs centaines d'atmosphères. La partie essentielle de l'appareil est un tube en cuivre très épais fermé par des glaces et entouré sur une grande partie de sa longueur par de très grosses bobines traversées par le courant d'une trentaine d'éléments Bunsen. La pression considérable exercée sur les glaces fermant l'appareil y développait des phénomènes de double réfraction qui empêchaient toute mesure précise lorsque le polariseur et l'analyseur étaient placés, à la manière ordinaire, l'un en avant, l'autre en arrière du tube. Pour éviter cet inconvénient, les auteurs ont eu l'idée de placer le polariseur et l'analyseur (tourmalines) dans l'intérieur même du tube, entre les glaces. L'une des extrémités du tube, celle qui contient le polariseur, étant maintenue absolument fixe, on pouvait tourner l'autre extrémité et par suite l'analyseur, en tordant le tube d'un petit angle. Les angles à mesurer étant toujours petits, cette torsion suffisait pour les évaluer.

Pour effectuer la mesure de ces petits angles, on fixait contre le

---

(1) *Ann. de Pogg.*, t. CLIII, p. 115.

(2) *Journal de Physique*, t. VIII, p. 207.

tube et à son extrémité un miroir qui tourne en même temps que lui. Les déplacements du miroir sont observés par la méthode ordinaire au moyen d'une lunette et d'une règle divisée.

Pour tenir compte des variations d'intensité du courant, on faisait passer ce courant dans une petite bobine contenant un tube plein de sulfure de carbone. En mesurant les rotations produites par ce liquide, on avait des nombres proportionnels aux intensités que l'on voulait évaluer.

Nous ne voulons pas suivre les auteurs dans les détails, très intéressants d'ailleurs, qu'ils donnent relativement aux procédés employés pour comprimer les gaz et évaluer ensuite leurs densités; nous nous contenterons de donner les résultats auxquels ils ont été conduits.

1° L'air atmosphérique, l'oxygène, l'hydrogène, l'oxyde de carbone, le gaz des marais, l'acide carbonique, le gaz de l'éclairage, donnent une rotation positive, c'est-à-dire dans le sens de celle qui est fournie par l'eau et le sulfure de carbone.

2° La rotation est différente lorsqu'on passe d'un gaz à un autre, et elle est très sensiblement proportionnelle à la densité.

Voici quelques nombres. Le sulfure de carbone donnant une rotation représentée par 1, la rotation des différents gaz pour la pression de 1^{atm} et pour la lumière jaune sera :

Hydrogène	0,0001379
Oxygène	0,0001474
Air	0,0001819
Oxyde de carbone	0,0002589
Gaz des marais	0,0004031

Les auteurs n'ont pu trouver d'ailleurs aucune relation entre la rotation et l'indice de réfraction.

Les nombres donnés précédemment devraient être trop faibles, par suite d'un défaut de construction de l'appareil. Pour éviter, en effet, les flexions du tube en cuivre contenant les gaz, on l'avait entouré d'un tube en fer, qui constitue, comme je l'ai fait remarquer déjà, un aimant creux. Il est vrai que, dans le Mémoire dont il s'agit aujourd'hui, les auteurs affirment que l'introduction du tube en fer n'altère pas les résultats obtenus. Cela me semble difficile à admettre.

Je disais tout à l'heure que les nombres donnés devraient être trop faibles. Or on constate, au contraire, qu'ils sont trop forts (du moins pour l'air atmosphérique). Pour ce mélange, les physiciens allemands donnent, en effet, une rotation représentée par le nombre 1819, tandis que, d'après M. H. Becquerel (¹), ce même pouvoir rotatoire est seulement 1280.

Il y a là une anomalie qui disparaîtra bien certainement lorsque M. H. Becquerel publiera les résultats définitifs de ses expériences sur le pouvoir rotatoire magnétique des gaz. E. Bichat.

S. TOLVER PRESTON. — On the possibility of accounting for the continuance of recurring changes in the universe, consistently with the tendency to temperature equilibrium (Sur la possibilité de se rendre compte de la continuation de changements périodiques dans l'univers, conformément à la tendance à l'équilibre de température); *Phil. Magazine* (5), t. VIII, p. 152; 1879.

L'idée d'une cessation finale de toute activité et de toute vie dans l'univers répugne à M. Tolver Preston; il n'aime pas un monde *instable* dont les diverses parties tendent à s'agglomérer en une seule masse en tombant successivement les unes sur les autres. Heureusement une idée s'est présentée à son esprit qui sauverait tout, et, bien que comparaison ne soit pas raison, on se plaît à le suivre dans celle qu'il nous développe avec son entrain habituel.

Prenons un gaz composé dont chaque molécule soit formée d'un grand nombre de molécules simples agrégées autour d'un centre commun, et donnons à ces molécules complexes le mouvement d'agitation que leur suppose la théorie cinétique des gaz. Augmentons graduellement la vitesse du mouvement, et, pour cela, il nous suffira d'élever progressivement la température. Nous pourrons aller jusqu'à briser toutes les molécules composées en leurs éléments simples. Avec une vitesse un peu moindre, un certain degré d'agrégation sera encore possible; et, si les éléments de la molécule complexe sont assez nombreux, nous pourrons, en graduant la température et par suite le mouvement, obtenir des

---

(¹) *Journal de Physique*, t. VIII, p. 202.

degrés d'agrégation fort divers. Notons d'ailleurs que chaque degré d'agrégation, correspondant à une vitesse ou, autrement dit, à une température déterminée, est relatif à l'état moyen du gaz et non à l'état de telle ou telle masse isolée. L'une de ces petites masses, l'un de ces essaims moléculaires, pourra, accidentellement, acquérir dans les collisions une vitesse suffisante pour se briser en ses éléments constitutifs, tandis que les éléments séparés se réuniront en un autre point du gaz, l'état moyen d'agrégation sous l'unité de volume restant invariable. Par unité de volume nous désignons ici un volume quelconque, tombant sous nos sens et renfermant, par conséquent, un nombre immense de molécules. Dans le cas de l'univers, l'unité de volume sera un cube ayant pour arête une longueur égale par exemple à un milliard de fois la distance du Soleil à Sirius, de sorte que la matière céleste puisse aussi être regardée comme uniformément diffusée, chaque unité de volume en contenant la même quantité, ainsi que cela est nécessaire dans la théorie cinétique. Avec un état moyen d'agrégation constant, il n'y aura pas plus perte absolue d'énergie dans le choc de deux masses cosmiques que dans la rencontre de deux essaims moléculaires. Sans doute, dans le gaz, il y a dissipation d'énergie à chaque rencontre; mais cette énergie n'est pas perdue : elle est simplement transportée en un autre point, la température moyenne restant la même. S'il était possible de voir les molécules individuelles du gaz à la température ordinaire, on y distinguerait certainement certaines molécules brillant au rouge ou même au blanc. Ce n'est pas d'après ces quelques rares molécules lumineuses qu'il faudrait estimer la température du gaz. Ce n'est pas non plus d'après les quelques masses lumineuses de l'univers, les seules que nous voyions, que l'on doit évaluer sa température moyenne réelle. Cette température d'ailleurs sera uniforme, en ce sens que les limites dans lesquelles il y a des différences de température sont infiniment petites par rapport à l'univers entier, bien que très grandes relativement aux distances planétaires. De même l'état d'agrégation, qui dépend de la température, sera identique dans chaque unité de volume, bien que l'on puisse observer d'une masse à l'autre des différences de dimension en harmonie avec les différences de vitesse. Les molécules de densités différentes, c'est-à-dire de poids moléculaires différents, seront aussi forcément diffusées uniformément par unité

de volume, bien que des inégalités considérables soient possibles dans des espaces relativement petits. Avec un nombre suffisant de masses il se produit nécessairement, en effet, un ordre et une similitude moyenne de conditions dans toutes les parties du système, similitude qui est strictement et automatiquement maintenue par un procédé de correction naturelle, de sorte qu'un état parfait d'équilibre mobile existe partout et se maintient de lui-même par des changements continus et périodiques.

J. VIOLLE.

Sir JOHN CONROY. — Some experiments on metallic reflexion (Quelques expériences sur la réflexion métallique); *Proceedings of the Royal Society*, t. XXVIII, p. 242; janvier 1879.

Ces expériences portent sur la réflexion à la surface de plaques métalliques plongées dans divers liquides. L'appareil employé a beaucoup d'analogie avec l'appareil de M. Jamin et celui dont s'est servi M. E. Wiedemann dans ses expériences sur la lumière réfléchie par la fuchsine ([1]). Un rayon lumineux polarisé elliptiquement est réfléchi par une plaque métallique placée au centre de la plate-forme d'un goniomètre de Babinet et est reçu dans une lunette munie d'un analyseur elliptique de Stokes ([2]).

La principale modification consiste en ce que dans l'appareil de M. Conroy la lumière incidente était polarisée circulairement et qu'on faisait varier l'angle d'incidence jusqu'à rétablir la polarisation rectiligne, ce qui indique que la réflexion à la surface de la plaque métallique a introduit entre les deux composantes du rayon circulaire une différence de phase de $\frac{\lambda}{4}$; c'est donc l'angle de polarisation maximum. On détermine en même temps l'azimut du plan de polarisation de la lumière réfléchie.

Sur la plate-forme du goniomètre, autour de la plaque métallique se trouve un cylindre de verre mince dans lequel on peut placer divers liquides et dans lequel plonge la partie inférieure de la plaque.

([1]) *Pogg. Ann.*, t. CLI, p. 6.

([2]) *Report of the British Association for* 1851, Part II, p. 14.

Les expériences de M. Conroy ont été faites sur une lame d'or dans l'air, l'eau, le sulfure de carbone et le chlorure de carbone, et sur une lame de cuivre dans l'air, l'eau et le chlorure de carbone. Il a déterminé dans ces différents cas l'angle de polarisation maximum et l'azimut du plan de polarisation.

Ces expériences, M. Conroy le reconnaît, ne sont pas susceptibles d'une grande précision, et il n'en donne que les résultats généraux, sauf pour l'or dans l'air, l'eau et le sulfure de carbone, où il cite les nombres obtenus. Les résultats avec une même plaque varient sensiblement quand on change le mica quart d'onde qui sert à polariser circulairement la lumière incidente et quand on place verticalement l'un ou l'autre des deux axes du mica. Les variations de l'angle de polarisation maximum et du plan de polarisation se font cependant dans le même sens dans ces diverses expériences, et les nombres cités par M. Conroy montrent au moins le signe de la variation, s'ils n'en donnent qu'approximativement la valeur. Il est certain d'ailleurs que des recherches de ce genre sont très délicates, et l'on voit difficilement comment on pourrait les rendre plus précises.

Le résultat général des expériences de M. Conroy est que l'angle de polarisation maximum diminue à mesure qu'augmente l'indice de réfraction du liquide qui baigne la plaque et que l'angle du plan de polarisation avec le plan d'incidence augmente. Voici les valeurs moyennes pour une plaque d'or :

	Angle de polarisation maximum.	Angle du plan de polarisation.
	° ′	° ′
Air.................	76. 0	35.27
Eau.................	72.46	36.23
Sulfure de carbone...	70. 3	36.48

Ce résultat est bien dans le sens prévu par la théorie, qui regarde l'angle de polarisation maximum comme représentant le pouvoir réfringent des substances métalliques. Mais il est en contradiction avec un résultat annoncé par M. Quincke, qui a trouvé pour l'argent [1] :

---

[1] *Pogg. Ann.*, t. CXXVIII, p. 541.

	Angle de polarisation maximum.	Angle du plan de polarisation.
	° ′	° ′
Air	74.19	43.48
Eau	71.28	44.03
Térébenthine	69.16	43.21

L'accord n'existe que pour l'angle de polarisation maximum.

H. Dufet.

H.-P. WIEBE. — **Die Wärme mechanische Beziehung zwischen dem Siedepunkt und dem Schmelzpunkt der starren Elemente (Relation déduite de la théorie mécanique de la chaleur entre les points de fusion et d'ébullition des corps solides)**; *Chem. Ber.*, t. XII, p. 788; 1879.

L'auteur indique une relation entre le coefficient de dilatation absolue d'un corps et la quantité de chaleur nécessaire pour échauffer sous pression constante un volume constant de ce corps de son point de fusion à son point d'ébullition. Cette relation est

$$\frac{d}{a\alpha} : dc(s-\sigma) = 2;$$

d est la densité, *a* le poids atomique, α le coefficient de dilatation cubique, *c* la chaleur spécifique, *s* le point d'ébullition, σ le point de fusion.

Ce rapport est égal à :

Soufre	2,05
Sélénium	2,02
Phosphore	2,04
Mercure	2,02

L'auteur ne donne pas d'autres exemples, à cause de l'incertitude sur la valeur des coefficients de dilatation des autres corps.

C. Daguenet.

G.-F. FITZGERALD. — On the tension of vapours near curved surfaces of their liquids (Tension maxima des vapeurs au voisinage d'une surface liquide courbe); *Phil. Magazine*, 5e série, t. VIII, p. 382; 1879.

On sait que sir W. Thomson a démontré que la tension maximum d'une vapeur est fonction de la courbure de la surface. M. Fitzgerald retrouve la formule de sir W. Thomson en s'appuyant sur la théorie moléculaire des gaz. La tension de la vapeur dépend du nombre des molécules qui, partant d'une petite profondeur au-dessous de la surface, réussissent à traverser cette épaisseur pendant un temps donné.

Or, le chemin moyen à parcourir dans le liquide est plus grand quand la surface est concave; le nombre des molécules émises est donc moindre et la tension plus faible que si la surface est plane ou convexe. Le calcul de l'influence de la courbure est exprimé par un terme additif proportionnel à la courbure, ainsi que l'avait indiqué le raisonnement de sir W. Thomson.

Ainsi que le fait remarquer M. Fitzgerald, ce calcul n'indique pas, comme le raisonnement que nous rappelons, que ce terme additif est en même temps proportionnel à la constante capillaire.

G. Lippmann.

J.-W. DRAPER. — On a new form of spectrometer and on the distribution of light in the spectrum (Forme nouvelle de spectromètre et distribution de la lumière dans le spectre); *Phil. Magazine*, 5e série, t. VIII, p. 75; juillet 1879.

M. W. Draper projette sur un spectre de la lumière blanche, dont il peut faire varier à volonté l'intensité par les procédés ordinaires de photométrie. Il admet que la quantité de lumière incolore nécessaire pour faire disparaître une des teintes du spectre mesure l'intensité de cette couleur.

1° Opérant sur un spectre prismatique, il trouve que la lumière croît régulièrement du violet jusqu'au rouge; le jaune, en particulier, disparaît avant le rouge (et même avant le vert, d'après des remarques incidentes de l'auteur). 2° Dans le spectre des réseaux, toutes les couleurs disparaissent à la fois (le rouge, toutefois,

semble persister un peu), d'où il conclut que dans un spectre normal la distribution de la lumière est *uniforme*, comme l'est celle de la chaleur, d'après ses recherches antérieures.

Ces conclusions seraient fort curieuses, si elles ne paraissaient malheureusement peu justifiées.

Mais grâce à l'appareil que j'ai construit en collaboration avec M. Nicati ([1]), nous sommes en droit d'affirmer que dans le spectre prismatique dont nous nous servons le maximum est bien dans la région du jaune et que la lumière décroît à partir de ce point dans les deux directions. (Le voisinage de la raie C est vingt fois, celui de la raie F soixante-dix fois moins intense que le maximum.)

Dans le spectre normal, ces différences d'intensité ne feraient que s'accentuer dans le rouge et dans le bleu resteraient encore du même ordre de grandeur. J. Macé.

POPE. — Télégraphie électro-musicale (*Journal of the american electrical Society*, vol. II, n° 3, p. 3.)

L'auteur fait l'historique sommaire des essais tentés pour transmettre électriquement les sons à distance. On sait que les premiers furent faits en 1861 par Philippe Reis ([2]).

Elisha Gray ([3]) (1874) utilisant les observations de Page, de la Rive et Wertheim sur les sons galvaniques, se proposa de transmettre plusieurs sons à la fois.

Le problème de la transmission de la parole n'a été résolu que par Alexandre Graham Bell ([4]).

Dans les premiers téléphones il employait des électro-aimants et des membranes élastiques portant en leur centre un petit disque d'acier. C'est le professeur A.-E. Dolbear ([5]) qui, le premier,

---

([1]) Voir *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXIX, p. 716, octobre 1879.

([2]) *Dingler's Polytechnic Journal*, vol. CXVIII, p. 185.

([3]) *Journal of the am. elect. Soc.*, vol. I, p. 13.

([4]) *Proc. of am. Acad. of Arts and Sciences*, vol. XII, p. 1.

([5]) *The Telephone*, p. 119.

substitua les aimants permanents aux électro-aimants, au mois de novembre 1876. A. Hurion.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annalen der Physik und Chemie.

Nouvelle série. — Tome VIII. — N° 12. — Année 1879.

O. Grotrian. — *Analogies entre la fluidité et la conductibilité galvanique*, p. 530.

A. v. Ettinghausen. — *Aimantation des anneaux métalliques*, p. 554.

J. Frölich. — *Électrodynamomètre sphérique*, p. 563.

W. Kohlrausch. — *Membranes dans les colonnes d'air en vibration*, p. 584.

A. Wüllner. — *De la formation successive, dans le spectre de l'azote, des bandes à la place des raies*, p. 590.

S. Lamansky. — *Sur la loi de Stokes*, p. 624.

E. Lommel. — *Formule de dispersion à deux constantes*, p. 628.

E. Lommel. — *Fluorescence dichroïque du cyanure de magnésium et de platine; preuve expérimentale de la perpendicularité des vibrations au plan de polarisation*, p. 634.

A. Toepler. — *Petite modification du photomètre de Bunsen*, p. 640.

K.-W. Schellbach et E.-E. Boehm. — *Réfraction du son*, p. 645.

L. Pfaundel. — *Chaleur spécifique de l'eau d'après les expériences de Baumgartner*, p. 648.

L. Boltzmann. — *Réponse aux remarques de M. O.-E. Meyer*, p. 653.

F. Niemöller. — *Emploi du téléphone pour la mesure des résistances*, p. 656.

K.-R. Koch et Fr. Klocke. — *Mouvement des glaciers*, p. 661.

Ed. Hagenbach. — *Grêlons avec des cristaux de glace*, p. 666.

P. Merian. — *Grêlons d'une grosseur extraordinaire*, p. 669.

J. Frölich. — *Rectification au Mémoire intitulé* Le principe de la conservation de l'énergie dans la théorie de la diffraction, p. 670.

W. Hittorf. — *Rectification au Mémoire sur la conductibilité des gaz*, p. 671.

P. Chappuis. — *Supplément au Mémoire sur la condensation des gaz sur les surfaces*, p. 672.

W. v. Zahn. — *Tubes de Geissler qui permettent les observations dans les directions longitudinales*, p. 675.

PHÉNOMÈNES DITS HYDRO-ÉLECTRIQUES ET HYDRO-MAGNÉTIQUES; THÉORÈMES FONDAMENTAUX ET LEUR CONSTATATION EXPÉRIMENTALE;

PAR M. C.-A. BJERKNES,
Professeur à l'Université de Christiania.

Au moyen de *vibrations isochrones* de corps sphériques voisins enfermés dans un fluide incompressible, il se produit entre ces corps (comme l'a montré la résolution mathématique d'un problème d'Hydrodynamique) des forces apparentes, attractives ou répulsives, comparables à celles qui se manifestent entre des corps chargés d'électricité ou entre des aimants. J'ai même obtenu de cette manière une sorte d'*électro-magnétisme,* auquel on ne connaît cependant rien d'analogue dans la nature.

Pour éviter les longueurs dans les explications et pouvoir les émettre aussi avec plus de clarté, j'ai cru devoir donner un nom distinct à ces nouveaux phénomènes. Je les désignerai ainsi comme une *hydro-électricité,* un *hydro-magnétisme,* etc. Mais, abrégeant ensuite et sous-entendant qu'il ne s'agit pas réellement de phénomènes d'électricité et de magnétisme, je parlerai souvent dans ce qui va suivre, sans nuire, à ce que je pense, à la netteté de l'idée, d'aimants au lieu d'hydro-aimants, de masses électriques au lieu de masses hydro-électriques, et ainsi de suite.

Voici en quoi consistent maintenant les faits principaux. Une *sphère pulsante,* qui se dilate et se contracte périodiquement, se comporte comme un *pôle magnétique* ou comme une *masse électrique;* une *sphère oscillante* se comporte comme un *aimant.* Toutefois, il y a une *inversion* à faire dont je parlerai plus tard. La sphère pulsante doit être conçue comme un pôle nord ou bien comme une masse électrique positive lorsque son volume augmente. Le pôle est concentré au centre, la masse électrique répandue sur la surface moyenne. Inversement, la sphère pulsante doit être conçue comme un pôle sud ou une masse électrique négative quand le volume diminue. L'*hydro-aimant,* représenté par la *sphère oscillante,* contient deux pôles opposés : le pôle nord, du côté vers lequel le mouvement oscillatoire est dirigé; le pôle sud, du côté des lieux quittés. L'orientation du sud vers le nord

est donc la même que la direction de la vitesse oscillatoire, et elle changera avec elle régulièrement.

Maintenant, si, pour simplifier, nous ne considérons que les *vibrations isochrones* de deux sphères voisines, et que ces mouvements aient toujours simultanément ou les mêmes phases ou des phases contraires, les vitesses vibratoires changeront de direction en même temps, ce qui revient au même que s'il n'y avait aucun changement. Alors on peut fixer convenablement le temps initial et supposer que désormais un pôle nord doit rester à jamais nord, un pôle sud à jamais sud. Le corps électrique gardera par suite son espèce, l'aimant avec ses deux pôles opposés son orientation, et, pourvu que l'on admette qu'on passe aux effets moyens dans le cours d'une période commune, on peut même considérer les intensités comme étant constantes.

Toutefois, quoiqu'on ait une analogie d'ailleurs complète entre les phénomènes dont nous nous occupons et ceux avec lesquels on les compare, le calcul montre une différence essentielle à signaler. Ici, il faut généralement admettre que les pôles et aussi que les masses électriques du même nom (nord, sud) s'attirent, que ceux du nom opposé se repoussent. En d'autres termes, ce nouveau genre d'électricité et de magnétisme imaginaires est d'une espèce inverse. Les pôles magnétiques étant de plus, dans la théorie présente, équivalents à des masses électriques, on aura encore une action entre les nouveaux aimants et lesdites masses, d'où un *électromagnétisme* dont on ne connaît pas l'équivalent dans la nature : l'électricité fictive dont il s'agit n'est, en effet, qu'une électricité statique. Si l'on parlait d'une action entre des aimants et des pôles magnétiques, on aurait bien des analogies connues; mais alors la difficulté ne ferait que changer, puisqu'on devrait avoir, dans le cas des phénomènes naturels, des masses magnétiques polaires isolées : ce qui n'est pas.

Ces principes ont été trouvés en résolvant, dans les années 1868 et 1870, un problème d'Hydrodynamique sur le mouvement de plusieurs sphères variables dans un fluide incompressible, et en tirant de là, en 1875, quelques nouvelles conséquences. J'ai poursuivi la vérification expérimentale surtout depuis l'été de cette dernière année, d'abord seul, chez moi, avec des moyens naturellement bien limités, plus tard aidé, de temps en temps, par

un physicien disposant d'un laboratoire, M. Schiötz, un de mes collègues à l'Université de Christiania, et à la fin en employant aussi un habile assistant, M. Svendsen; je dois aussi à mon fils une certaine part dans la réussite de mon entreprise expérimentale. Quant aux détails techniques, en construisant des instruments plus ou moins provisoires ou complets, je les ai laissés ordinairement à mon collaborateur, M. Schiötz, et à notre assistant, M. Svendsen. Au premier j'ai demandé aussi, pour un Mémoire étendu que je prépare, une description circonstanciée des instruments, n'en donnant moi-même qu'une esquisse contenant ce qu'il est le plus nécessaire de connaître. Les principes de construction dont nous nous sommes servis pour résoudre ces problèmes expérimentaux, posés par les théorèmes hydrodynamiques, ont été trouvés successivement dans le cours de mes premiers essais, et encore plus, peut-être, par des efforts réunis dans les travaux communs.

Les appareils que j'ai présentés à la Société de Physique et que je décrirai ici sont au nombre de six, mais ils se réduisent en quelque sorte à quatre. Je les appellerai :

I. L'appareil de pulsations (P);

II. Les appareils d'oscillations (O_c, O_n, O_r);

III. Les appareils mixtes (M_r, M_r).

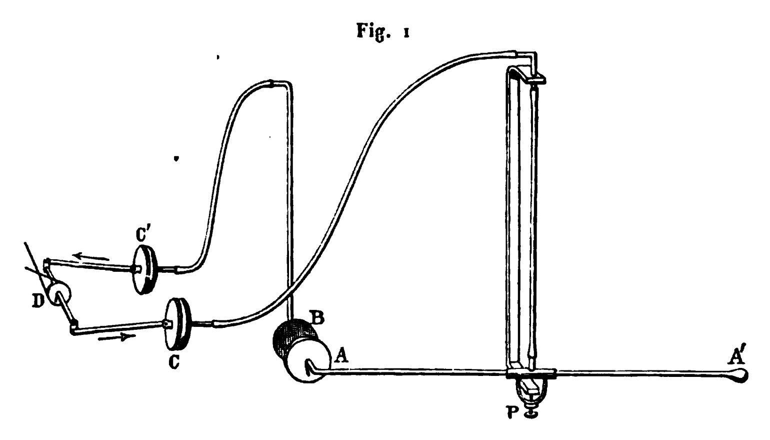
Les derniers se rapportent à la combinaison des mouvements oscillatoires et des pulsations. Les trois appareils de la deuxième classe sont : 1° l'appareil des actions centrales, O_c; 2° des déplacements normaux (relativement à l'action centrale), O_n; 3° de la rotation, O_r. Enfin les deux appareils mixtes, qui peuvent s'établir, du reste, par quelques remplacements très faciles à effectuer avec les précédents O_n et O_r, comprennent les suivants : 1° l'appareil des actions linéaires, soit qu'elles consistent en des actions centrales ou en d'autres qui sont normales, M_r, et 2°, en dernier lieu, celui des phénomènes rotatoires, M_r.

I. *Pulsations vers pulsations* (P). — J'ai donc fait voir d'abord l'action toujours centrale entre deux corps pulsants, c'est-à-dire qui se dilatent et se contractent périodiquement. Ici, comme partout, les vibrations doivent être *isochrones*. Ces pulsations simultanées donnent lieu à des forces agissant inversement aux carrés

des distances. L'attraction aura lieu alors pour des pulsations concordantes, la répulsion, au contraire, si elles sont opposées. On a ainsi des *phénomènes analogues aux phénomènes électriques* ou à un *magnétisme polaire;* mais toujours on aura une *inversion* à faire, puisqu'ici les électricités ou les pôles magnétiques du même nom exerceront une attraction, celles du nom opposé une répulsion. Il y a même, dans cette théorie, une équivalence déterminée entre ces phénomènes *hydro-électriques* et ceux qui se rapportent aux *actions des pôles* dans les corps que nous avions appelés des *hydro-aimants*.

Un levier creux AA' (*fig.* 1) peut se mouvoir avec la plus grande

Fig. 1



facilité autour de son point d'appui, dans un plan horizontal. Il est terminé par un tambour A fermé par une membrane très élastique et formant le corps pulsant. Le même levier est porté par un tuyau de caoutchouc T, fixé plus haut et légèrement tendu, et il communique avec lui, en sorte qu'un courant d'air, en entrant et en sortant alternativement, puisse produire les pulsations demandées ([1]). Celles-ci se feront alors sans occasionner aucun mouvement horizontal.

Pour les effectuer, on se sert d'une pompe construite d'après le même principe du tambour C, en attachant à la membrane,

---

([1]) Je me sers, pour plus de commodité dans les expériences, d'un cylindre pulsant au lieu d'une sphère pulsante; les résultats seront alors les mêmes quant à la partie principale de l'action.

avec de la cire à cacheter, un piston mis en mouvement par une roue tournante D. Le corps pulsant se déplacera maintenant très aisément, pour peu que des forces convenablement dirigées commencent à agir; mais toujours il restera en repos tant qu'il ne subit d'autres actions que celles qui provoquent ses pulsations. Avec des moyens analogues, mais plus simples, on aura encore le second corps pulsant B, et on le met en communication avec une nouvelle pompe fonctionnant comme la première. Pour montrer les phénomènes, on approche B tenu avec la main, et l'on aura bien tous les effets qu'on cherche, selon la disposition donnée aux manivelles. Ces manivelles appartiennent respectivement à l'une ou à l'autre des deux pompes agissantes.

II. *Oscillations vers oscillations* (O_c, O_n, O_r). — Les phénomènes magnétiques, ou plus précisément *hydro-magnétiques*, sont beaucoup plus nombreux. Ils naissent, comme nous venons de le dire, d'une tout autre sorte de vibrations : d'*oscillations rectilignes*. Au moyen des trois appareils O_c, O_n, O_r, on fait voir les actions principales qui se présentent alors.

Les lignes décrites par les centres des sphères oscillantes, par conséquent aussi *les axes des aimants*, peuvent avoir maintenant plusieurs positions relatives, et chacune d'elles donne lieu à des mouvements d'un caractère distinct. De là, le grand nombre de phénomènes qui naissent. Nous allons énumérer plus bas tous ceux qu'on doit considérer comme principaux et indiquer ensuite quels sont les effets qui en résultent.

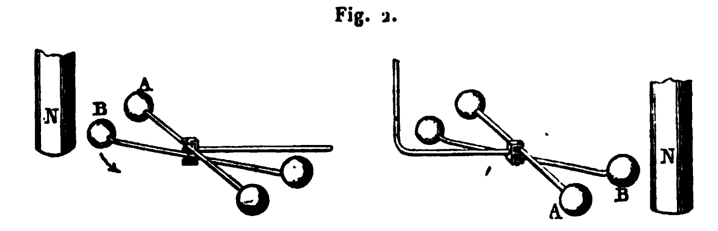
D'abord, on aura les *actions centrales*, qu'on étudiera au moyen de O_c. On voit, conformément aux théories hydrodynamiques, que des aimants, s'ils sont placés *longitudinalement* l'un à la suite de l'autre, doivent se repousser ou s'attirer selon qu'ils sont dirigés dans le même sens ou en sens contraire. Si les mêmes aimants sont parallèles, c'est ceux d'une orientation pareille qui s'attireront; ceux, au contraire, qui sont dirigés en sens opposés se repoussent. Avec des aimants naturels, c'est évidemment l'inverse qui aura lieu. Enfin les aimants ou bien les hydro-aimants dont il s'agit pourraient avoir aussi une autre position qu'il appartient d'étudier ici, position que nous convenons de nommer *normale-transversale*. Les axes magnétiques seront alors non

seulement perpendiculaires à la ligne centrale, ce qui constituera la transversalité, mais ils seront encore perpendiculaires entre eux. Au moyen de la théorie, on se convaincra facilement que, pour cette nouvelle position, la force centrale s'annulera.

L'appareil nous montre bien ces résultats. On remarquera cependant que, quand tout est bien arrangé, on aura, dans le dernier cas, une faible attraction au lieu d'une neutralité complète. Mais cette attraction se perd très vite avec les distances croissantes, puisqu'elle dépend de forces de degrés supérieurs que nous avons ici négligées.

Quant au principe de la construction de cet appareil, il peut être expliqué en peu de mots. On a un levier qui peut tourner avec la plus grande facilité autour d'un axe vertical. Aux bouts sont placées deux sphères A et B (*fig.* 2), qui seront mises en oscilla-

Fig. 2.



tion ou par un mouvement oscillatoire vertical, qu'on donne à toute la balance, ou par un mouvement oscillatoire et horizontal, perpendiculaire à la direction de cette dernière. Puisque ces mouvements sont renversés à chaque instant, la balance sera moyennement en repos. Cependant, on pourrait craindre une instabilité excessive, ou bien une tendance prononcée vers des positions stables qui différeraient trop des positions d'où l'on doit partir quand on veut exécuter une expérience. Pour remédier à cela, on peut s'arranger de manières diverses : par de petits abaissements et relèvements, on corrige l'état d'équilibre; on donne à la balance une position légèrement oblique dans un plan vertical; ou enfin, ce qui est le plus commode, on se sert des aimants N agissant sur les bras de ladite balance, qui, pour ce motif, sont de fer. A côté d'une première balance assujettie à pouvoir tourner autour d'un axe vertical et dans le même liquide, on en placera une autre qui peut bien osciller, mais qui ne tourne point; et cette dernière, un

peu courbée et pourvue aussi de boules fixées aux bouts, est placée de manière à croiser la première.

Un troisième appareil, O_n, montrera *les déplacements normalement à la ligne centrale,* lesquels se produiront lorsque l'un des aimants est placé longitudinalement, l'autre plan-transversalement. Si le dernier est empêché de tourner, il se déplacera en effet normalement à cette ligne centrale; mais cela ne sera que d'un petit chemin, comme on peut s'en convaincre d'après la théorie comme d'après l'expérience. Le phénomène est naturellement encore opposé à celui des aimants naturels dans le cas de positions analogues. Quant à la manière d'effectuer cette nouvelle expérience, nous n'en dirons rien; car on se servira du même principe qu'auparavant.

Enfin les hydro-aimants peuvent avoir des positions telles qu'il en résulte des *rotations*. Lorsqu'en effet on fait en sorte que l'une des sphères oscille *longitudinalement* et l'autre *plan-transversalement,* alors, si l'on ne permet à la dernière que de changer de direction, le centre des oscillations restant fixe, ce changement s'effectuera et l'on aura de nouveau les mêmes mouvements, mais en sens inverse, comme pour les aimants naturels. On obtiendra les mouvements contraires correspondant à des positions parallèles aux anciennes si les nouveaux aimants dont nous parlons sont *normal-transversalement* placés. Dans tous les cas, du reste, le mouvement rotatoire est tellement dirigé, qu'il tend à amener le corps tournant dans la position de la plus grande attraction.

L'expérience montrée par un quatrième appareil, O_r, consiste en ceci. On a un cadre rectangulaire, verticalement placé, qui peut se tourner avec la plus grande facilité autour d'un axe vertical. Dans le même niveau et de côtés opposés du cadre, il passe une tige horizontale, qui a ainsi une position parallèle aux côtés horizontaux. Cette tige, portant dans son milieu une sphère dont elle traverse le centre, peut être mise dans un mouvement longitudinal et alternatif. Au moyen d'un simple mécanisme, pourvu d'un ressort réagissant, un mouvement semblable d'une tige verticale, auquel donne lieu la rotation primordiale d'une roue, sera transféré au premier, et de cet échange de mouvements il résultera des oscillations pour la sphère fixée sur la tige horizontale. Ces oscillations n'auront de plus aucune influence pour faire tour-

ner le cadre, et par là la sphère elle-même. Cependant, elles changeront très aisément leurs directions s'il y a une action de forces pouvant causer un tel changement, et l'on aura évidemment une action de cette espèce de la manière que nous venons d'indiquer.

Pulsations vers oscillations (M_r, M_r). — On aura enfin les actions entre les corps oscillants et pulsants, c'est-à-dire entre des *masses hydro-électriques* et des *hydro-aimants*. Autrement dit, on aura encore, en quelque sorte, un certain électromagnétisme.

Au moyen de l'appareil O_n transformé en M_r, en y remplaçant la partie oscillatoire et fixe par le tambour pulsant, on montrera facilement les attractions et les répulsions naissantes lorsque l'aimant nouveau est *longitudinalement* placé, par rapport au corps électrique; de même les déplacements normalement à la ligne centrale qui se produisent si, relativement à ce corps, le même aimant a une position *transversale*. La longueur de l'axe déterminée par celle des oscillations étant ici petite, les déplacements seront aussi nécessairement très courts. On peut d'ailleurs modifier un peu les deux expériences et les réunir dans une seule d'une manière bien instructive. Si, au lieu de donner au corps hydro-électrique une position fixe, on le laisse suivre l'aimant continuellement, pendant les déplacements transversaux qui s'accomplissent, ces déplacements se renouvelleront, et on peut l'entraîner aussi loin qu'on veut; ensuite, en changeant de place, en sorte que l'on ait pour cet aimant entraîné une position longitudinale, relativement au corps électrique, l'aimant retournera vers sa position antérieure. On peut recommencer ainsi indéfiniment.

Enfin, l'appareil M_r provient de O_r d'une manière semblable. Quand on y remplace les parties oscillatoire et fixe par le tambour pulsant, on voit apparaître des rotations du cadre, par conséquent aussi du corps oscillant; et l'on aura ainsi, conformément à la théorie, par une sorte de forces hydro-électromagnétiques, une rotation d'un aimant produite par l'action d'un corps électrique. L'électricité et le magnétisme doivent toujours être compris dans le sens modifié que nous donnons aux mots pour abréger.

Je pourrais dire, après avoir donné cette exposition générale et résumée, ce qu'est dans cette théorie une couche électrique, une masse magnétique, etc. Je me borne à indiquer que la première se

représentera par l'intensité dans un courant radial et que le moment magnétique se rapportera à une quantité de mouvement. L'explication de tout cela m'entraînerait trop loin, et je me bornerai à renvoyer le lecteur à mes cinq articles insérés dans les *Comptes rendus* pour mai et juin 1877, à deux articles dans le même recueil en janvier et février 1879, comme aussi, pour plus de détails, à un dernier article lu à l'Académie le 21 juillet 1879. On y trouvera l'histoire de l'origine et du développement successif de cette théorie et une annonce des Mémoires préparatoires. Je me propose de l'exposer avec plus de détails dans un Mémoire étendu que j'insérerai dans les écrits de la Société des Sciences, à Christiania.

CHALEURS SPÉCIFIQUES ET POINTS DE FUSION DE DIVERS MÉTAUX RÉFRACTAIRES (1);

PAR M. J. VIOLLE.

Palladium. — La chaleur spécifique du palladium a été mesurée sur trois échantillons de métal pur, pesant respectivement 40gr,626, 402gr,35 et 88gr,225, qui m'avaient été donnés, le premier par M. Debray, les deux autres par M. Matthey dont l'inépuisable obligeance, aussi bien connue et aussi souvent mise à contribution en France qu'en Angleterre, a jadis permis à Graham ses belles recherches sur ce même palladium.

La méthode suivie pour déterminer la chaleur spécifique du palladium aux températures comprises entre 0° et 1300° est la même que celle qui m'a servi à obtenir la chaleur spécifique du platine aux mêmes températures. Si toutefois on a, comme contrôle nécessaire, mesuré directement au thermomètre à air ou plutôt à azote un certain nombre de températures, on a pu, dans la plupart des cas, obtenir la température qu'eût donnée le thermomètre à air par une simple expérience calorimétrique effectuée avec le platine. Pour mesurer la chaleur spécifique du palladium

---

(1) Voir *Journal de Physique*, t. VII, p. 69; 1878.

à une température déterminée, il suffisait donc généralement de chauffer, l'une à côté de l'autre dans le même creuset, deux masses, l'une de platine, l'autre de palladium, et de procéder simultanément à deux mesures calorimétriques : la première de ces mesures donnait la température au thermomètre à air; la deuxième, la chaleur spécifique du palladium à la même température.

Le Tableau suivant résume les expériences rangées, d'après l'échantillon employé, en trois séries I, II et III; C_0^T désigne la chaleur spécifique moyenne du palladium entre 0° et T degrés :

Série.	T.	C_0^T.	Δ.
I........	100°	0,0592	0
I........	626	0,0634	— 0,0009
II.......	685	0,0644	— 0,0007
II.......	738	0,0645	— 0,0011
II.......	892	0,0646	+ 0,0005
I........	933	0,0675	0
II.......	1008	0,0688	+ 0,0005
III.......	1161 (¹)	0,0694	— 0,0004
I........	1171	0,0693	— 0,0006
III.......	1181 (¹)	0,0701	+ 0,0001
II.......	1183	0,0705	+ 0,0005
III.......	1200	0,0698	— 0,0004
II.......	1244	0,0713	+ 0,0007
III.......	1265	0,0714	+ 0,0005

La colonne marquée Δ contient les différences entre les nombres observés et les valeurs de la chaleur spécifique moyenne calculée d'après la formule

$$C_0^T = 0,0582 + 0,000010\,T. \qquad (1)$$

Cette formule donne pour C_0^T les valeurs suivantes aux diverses

(¹) Température directement mesurée au thermomètre à air.

températures atteintes par l'expérience :

$C_0^{100} = 0,0592$	$C_0^{600} = 0,0642$	$C_0^{1100} = 0,0692$
$C_0^{200} = 0,0602$	$C_0^{700} = 0,0652$	$C_0^{1200} = 0,0702$
$C_0^{300} = 0,0612$	$C_9^{800} = 0,0662$	$C_0^{1300} = 0,0712$
$C_0^{400} = 0,0622$	$C_0^{900} = 0,0672$	
$C_0^{500} = 0,0632$	$C_0^{1000} = 0,0682$	

La chaleur spécifique vraie à T degrés, $\frac{dQ}{dT}$, est, par suite, égale à

(2) $$\gamma_T = 0,0582 + 0,000020\,T,$$

ce qui donne

$$\gamma_0 = 0,0582,\quad \gamma_{500} = 0,0682,\quad \gamma_{1000} = 0,0782,\quad \gamma_{1300} = 0,0842.$$

La température de fusion du palladium a été obtenue de deux manières différentes :

1° En plongeant dans le calorimètre du palladium solide, chauffé aussi près que possible du point de fusion, et déduisant de la chaleur spécifique donnée par la formule (1) la température T à laquelle avait été porté le métal.

2° En chauffant ensemble une masse de platine et une certaine quantité de palladium et cherchant à obtenir deux températures très voisines, telles que pour l'une le palladium fondît et non pour l'autre, la température étant, dans chaque cas, donnée par une expérience calorimétrique effectuée avec le platine.

Ces deux méthodes ont donné très exactement pour la température de fusion du palladium 1500°. Il est à noter que le palladium se ramollit avant de fondre comme le platine; deux fragments de palladium se soudent très bien ensemble à une température inférieure à 1500°.

La chaleur totale de fusion, mesurée en coulant dans le calorimètre du palladium fondu à la température même de fusion, a été trouvée avec trois coulées de $2^{gr},234$, $5^{gr},580$ et $13^{gr},423$ de métal égale à $146^u,0$ $145^u,8$ et $146^u,4$, moyenne $146^u,1$ pour 1^{gr} de métal.

Si de cette chaleur totale de fusion

$$L = 146^u,1$$

on retranche la quantité de chaleur $109^u,8$ nécessaire pour échauffer 1^{gr} de palladium de 0° à 1500°, quantité de chaleur donnée par les premières mesures du point de fusion, on a la chaleur latente de fusion

$$\lambda = 36^u,3.$$

Iridium. — La chaleur spécifique de l'iridium, comme celle du platine, croît régulièrement avec la température. Les expériences ont porté sur un bel échantillon d'iridium pur, fondu, dû à M. Matthey et pesant 318^{gr}; elles ont été poussées jusqu'à 1400° et sont bien représentées par la formule même trouvée pour le platine :

$$C_0^T = 0,0317 + 0,000006\,T.$$

On en déduit, pour la chaleur spécifique moyenne entre 0° et T degrés, les valeurs suivantes :

C_0^{100}	0,0323	C_0^{600}	0,0353	C_0^{1100}	0,0383
C_0^{200}	0,0329	C_0^{700}	0,0359	C_0^{1200}	0,0389
C_0^{300}	0,0335	C_0^{800}	0,0365	C_0^{1300}	0,0395
C_0^{400}	0,0341	C_0^{900}	0,0371	C_0^{1400}	0,0401
C_0^{500}	0,0347	C^{1000}	0,0377		

On a donc aussi, pour la chaleur spécifique vraie à T degrés,

$$\gamma_T = 0,0317 + 0,000012\,T,$$

ce qui donne

$$\gamma_0 = 0,0317, \quad \gamma_{500} = 0,0377, \quad \gamma_{1000} = 0,0437, \quad \gamma_{1400} = 0,0485.$$

Ce n'est pas sans quelque difficulté que l'on a pu fixer le point de fusion de l'iridium ; ce métal, en effet, nécessite l'emploi de l'hydrogène et de l'oxygène purs et secs dans le chalumeau Deville et Debray, et, pour fondre 20^{gr} d'iridium, il ne faut pas moins de 500^{lit} d'hydrogène et de 250^{lit} d'oxygène. On a cependant pu mener à bonne fin trois expériences, dans lesquelles $24^{gr},000$, $8^{gr},970$ et $8^{gr},404$ d'iridium solide à la température de fusion ont cédé au calorimètre, par chaque gramme de métal, $84^u,2$, $85^u,3$ et $83^u,9$ de chaleur, soit en moyenne $84^u,5$. Si donc on admet que la formule donnée plus haut représente la cha-

leur spécifique de l'iridium jusqu'à la température de fusion, *température certainement très peu inférieure à celle de la flamme du chalumeau,* on en conclut que l'iridium fond à 1950°.

Or. — L'or présente une chaleur spécifique moyenne variant à peine jusqu'à 600°, puis sensiblement croissante à mesure que l'on s'approche du point de fusion : égale à 0,0324 (¹) d'après Regnault entre 0° et 100°, encore presque la même à 600°, elle atteint 0,0345 à 900° et 0,0352 à 1020°.

Le point de fusion de l'or, déterminé comme d'habitude, est à 1035°.

Cuivre. — Le point de fusion du cuivre est très voisin de celui de l'or, mais un peu plus élevé (²) : le cuivre pur fond à 1054°.

Si nous réunissons en un Tableau les points de fusion déterminés dans ce travail, nous avons les nombres suivants, tous rapportés au thermomètre à air :

Argent	954°
Or	1035
Cuivre	1054
Palladium	1500
Platine	1775
Iridium	1950

AIMANTATION DES LIQUIDES

[2ᵉ PARTIE (³)];

PAR M. P. ZILOFF.

J'ai répété la détermination du coefficient magnétique du perchlorure de fer, d'après des méthodes qui me permettaient de varier la force magnétisante et de vérifier ainsi directement les hypothèses

(¹) Or à $\frac{999}{1000}$. J'ai trouvé une chaleur spécifique un peu moindre $C_0^{100} = 0,0316$ sur l'échantillon d'or parfaitement pur qui m'a servi dans mes recherches et que je dois encore à l'obligeance de M. Debray.

(²) Le cuivre rouge du commerce fond avant l'or vierge, 15° à 30° avant l'or suivant l'échantillon.

(³) Voir *Journal de Physique*, t. VI, p. 329.

de Poisson, que j'admettais *a priori* comme suffisantes pour le cas des corps faiblement magnétiques.

Imaginons un vase sphérique rempli de liquide, qui est magnétisé par une force horizontale; le liquide agit sur un aimant, qui est suspendu à son intérieur, avec une force dont le moment de rotation est égal à $-\frac{4\pi}{3}Mm\sin\varphi$, où M est le moment magnétique de la sphère liquide, m celui de l'aimant et φ l'angle entre les axes magnétiques de la sphère et de l'aimant. Le moment magnétique de la sphère s'exprime à l'aide du coefficient magnétique k et de la force magnétisante R, de la manière suivante :

$$M = \frac{k}{1+\frac{4}{3}\pi k}R.$$

Le moment de rotation, produit par la force R seule, est égal à $mR\sin\varphi$. Comme le coefficient k est très petit, on peut dire que, sous l'influence du liquide magnétisé, ce moment est diminué dans le rapport

$$\left(1-\frac{4\pi}{3}k\right) : 1.$$

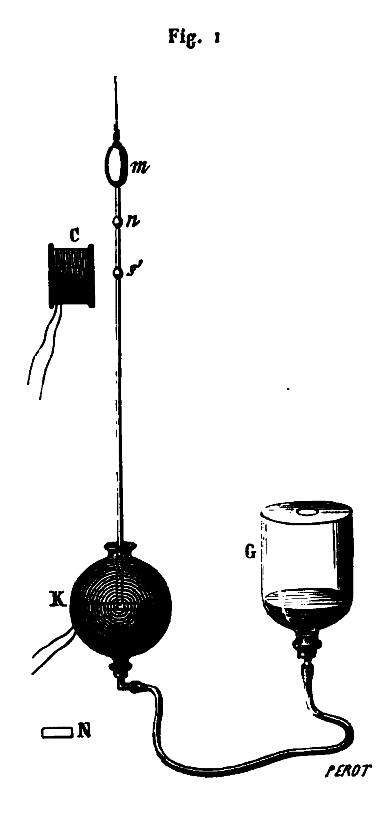
Il est clair que, pour déterminer le coefficient k, il suffit de connaître le rapport des moments de rotation des forces qui agissent sur l'aimant à l'intérieur du vase sphérique, qui est une fois rempli de liquide et une autre fois vide.

1. *Disposition des appareils.* — L'aimant $\nu\sigma$ (*fig.* 1) (30^{mm} de longueur et 5^{mm} de diamètre) était fixé au bout inférieur d'une longue (650^{mm}) et mince tige de verre, dont le bout supérieur portait deux aimants ns et $n's'$ (80^{mm} de longueur et 10^{mm} de diamètre), disposés en sens inverse l'un de l'autre et perpendiculaires à $\nu\sigma$; ces trois aimants formaient un système très sensible après que la force magnétique terrestre, appliquée à l'aimant inférieur $\nu\sigma$, était complètement compensée par un aimant NS. La tige de verre était munie d'un miroir m et suspendue sur un fil de soie. L'aimant inférieur était placé au sein du vase sphérique k, et oscillait tantôt dans l'air, tantôt dans le liquide.

2. Le vase sphérique avait $150^{mm},8$ de diamètre extérieur; sur sa surface étaient placés les tours du fil conducteur; le vase servait ainsi en même temps comme spirale magnétisante. Sur chaque unité de longueur du diamètre était placé un nombre égal de tours du fil.

A l'intérieur d'une telle bobine sphérique, parcourue par un

Fig. 1



courant électrique, se développe un champ magnétique uniforme; si le vase est rempli de liquide, ce dernier est magnétisé uniformément.

Soit i l'intensité du courant, n le nombre de tours du fil sur 1^{mm} de diamètre; la force magnétisante à l'intérieur du vase sera dirigée suivant l'axe des tours et aura pour valeur $R = \frac{8}{3}\pi ni$.

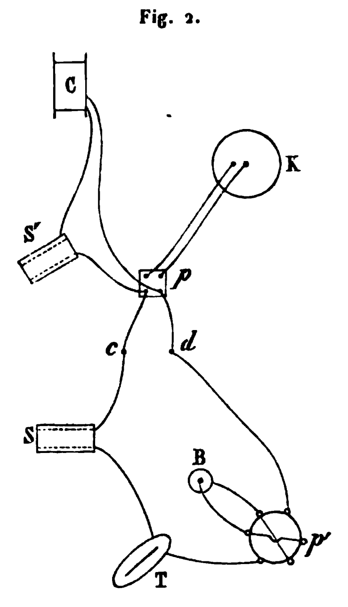
Dans l'appareil que j'employais, n était égal à 4,232, et la résis-

tance de la bobine sphérique était de 60,00 unités de Siemens. Le vase sphérique avait deux ouvertures opposées : une en haut, pour laisser passer la tige portant les aimants, l'autre en bas, par laquelle le vase sphérique communiquait, au moyen d'un tube en caoutchouc, avec un vase G contenant le liquide. En levant ou en abaissant ce dernier, le premier se remplissait ou se vidait.

3. Pour compenser l'action directe de la bobine sphérique sur l'aimant $\nu\sigma$, on plaçait près d'un des éléments supérieurs une bobine de compensation C, du même fil que la bobine sphérique et d'une résistance de 59,56 unités de Siemens.

Le courant d'un ou de deux éléments Daniell B (*fig.* 2) se divi-

Fig. 2.



sait entre la bobine sphérique K et la bobine C. A l'aide d'un commutateur p, la direction du courant dans l'une des bobines pouvait être changée, et, de cette manière, les actions des bobines sur le système magnétique pouvaient être additionnées ou soustraites. Avant chaque expérience, on faisait prendre à l'aimant $\nu\sigma$, à l'aide du déplacement de l'aimant NS, une position perpendiculaire au plan des tours du fil sur le vase sphérique.

On fait passer un courant dans les bobines, de manière que leurs actions sur les aimants soient de sens contraires, et on déplace la bobine de compensation jusqu'à ce que le système suspendu ne soit plus dévié sensiblement. Pour pouvoir corriger de temps en temps cette compensation, on plaçait dans le circuit de la bobine la plus forte une boîte de résistance S'. Une autre boîte pareille s était introduite dans le circuit non divisé.

Il n'était pas possible de faire une complète compensation des bobines; le système suspendu éprouvait toujours une petite déviation d, qu'on avait soin de noter. Soient k et k' les moments de rotation occasionnés par les bobines sphérique et de compensation; alors on a

$$k - k' = \mathrm{A}d. \tag{1}$$

Levons maintenant le vase G (*fig.* 1). Le liquide passe dans le vase sphérique, s'aimante et agit sur $\nu\sigma$ avec une force dont le moment de rotation sera désigné par δk. Soit f la déviation correspondante du système suspendu,

$$k + \delta k - k' = \mathrm{A}f. \tag{2}$$

Comme le moment d'inertie du système suspendu est assez grand, ses oscillations dans le liquide s'exécutent régulièrement.

On fait encore une troisième expérience en vidant la sphère et renversant la direction du courant dans une des bobines. En même temps l'action des bobines est affaiblie par l'introduction d'un pont (de 0,132 unités Siémens de résistance), qu'on place entre les points c et d (*fig.* 2), et, au moyen de la boîte S, on ramène l'intensité du courant principal, qui traverse la boussole T, à sa valeur primitive. Si l'on nomme ω_b la résistance du pont, ω_k et ω_c les résistances des bobines sphérique et de compensation, et si l'on pose

$$\frac{\omega_k \omega_c}{\omega_k + \omega_c} = a\omega_b,$$

on peut écrire

$$-\frac{k + k'}{a} = \mathrm{A}s, \tag{3}$$

où s est la déviation du système suspendu observée maintenant.

En négligeant d devant as, on tire des équations (1), (2) et (3),

$$\frac{\delta k}{k} = -2\frac{f-d}{as}.$$

Mais, comme on l'a vu plus haut,

$$\frac{\delta k}{k} = -\frac{4}{3}\pi k;$$

il suit de là que

$$k = \frac{3}{2\pi}\frac{f-d}{as}.$$

L'intensité du courant magnétisant était mesurée en unités électromagnétiques absolues. Je me suis servi pour cela d'une boussole de Weber; le rayon moyen de son anneau était $301^{mm},2$; la distance de l'échelle du miroir, 2254,2; la composante horizontale de la force magnétique terrestre, 1,8. La boussole donnait une mesure de l'intensité I du courant non divisé; le courant dans la bobine sphérique était

$$i = \frac{\omega_c}{\omega_c + \omega_k}\text{I}.$$

De là on calculait la force magnétisante à l'intérieur de la bobine sphérique.

J'ai fait deux séries d'expériences d'après cette méthode, avec la solution aqueuse du perchlorure de fer.

Première série (29 janvier 1879). — 1 daniell. La résistance de la bobine C était augmentée de 0,8 unités Siemens; $\log a = 2,3644$.

Déviation de la boussole I.	*s*.	*f*.
7,10	39,50	2,28
7,85	44,67	3,14
10,30	56,82	4,21
11,00	62,20	5,20
12,15	67,82	5,17
13,60	75,95	5,64
15,30	86,35	5,78
17,85	99,33	5,75

Nota. La déviation d était inappréciable.

Deuxième série (2 février 1879). — 2 daniells. La résistance de C était augmentée de 1,2 unités Siémens; $\log a = 2{,}3659$.

Déviation de la boussole I.	*s.*	*f.*	*d.*
5,90.........	30,45	2,0	0,2
11,35.........	61,00	5,8	0,5
17,10.........	92,03	6,5	0,7
23,00.........	123,35	7,3	1,0
28,90.........	155,45	8,5	1,2
35,00.........	188,40	8,1	1,5

Nota. La plus grande déviation *d* était seule observée; les autres étaient calculées en supposant que les valeurs de *d* varient proportionnellement avec les déviations de la boussole T.

En calculant pour chaque expérience la force magnétique R et le coefficient magnétique *k*, on obtient les résultats suivants :

R.	*k.*
*1,12.........	0,000122
1,34.........	0,000130
1,48.........	0,000148
1,95.........	0,000153
2,08.........	0,000173
*2,15.........	0,000179
2,35.........	0,000157
2,57.........	0,000153
2,89.........	0,000138
*3,24.........	0,000130
3,37.........	0,000119
*4,36.........	0,000105
*5,48.........	0,000097
*6,64.........	0,000072

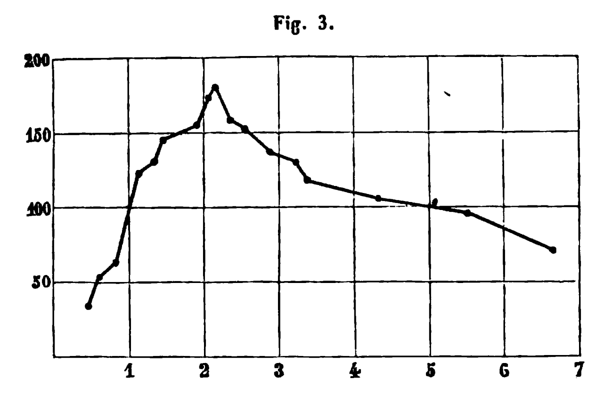
Nota. Les chiffres accompagnés d'une étoile se rapportent à la seconde série d'expériences. On a pris pour unité de force magnétisante la composante horizontale du magnétisme terrestre.

Il suit des résultats obtenus que le coefficient magnétique de la solution aqueuse de perchlorure de fer n'est pas constant, mais qu'il est une fonction de la force magnétisante. Quand on fait croître celle-ci, le coefficient magnétique augmente, atteint un maximum pour une valeur déterminée de cette force et diminue ensuite, d'abord rapidement et puis lentement.

Les ordonnées de la courbe (*fig.* 3) présentent les valeurs que prend le coefficient; 10^{mm} de l'axe horizontal représentent l'unité de la force magnétisante R; $0^{mm},2$ de l'axe vertical équivalent au nombre 10^6.

Le nombre 0,00008, que j'ai obtenu auparavant (*Journal de Physique,* t. VI) pour le coefficient k, se rapporte au cas de $R = 1$; par conséquent, le point représentant cette valeur de k doit se

Fig. 3.



trouver sur la première partie de la courbe, c'est-à-dire sur la partie montante. Les nombres de cette partie de la courbe que je trouve aujourd'hui se rapportent à de plus grandes forces; ils sont tous aussi plus grands que 0,00008.

M. Borgmann (*Journal de Physique,* t. VIII, p. 355) a trouvé pour le même coefficient, mais pour des forces magnétisantes plus considérables que celles que j'ai employées, les nombres 0,00005 et 0,00003. Ces nombres sont en pleine concordance avec les miens, les points correspondants devant se trouver sur la partie décroissante de la courbe beaucoup plus loin que le dernier des points de la *fig.* 3.

J'ai fait encore quelques expériences avec les mêmes appareils, dont la disposition était un peu changée. L'aimant $\nu\sigma$ fut sorti de la sphère et placé tout près d'elle, sur le prolongement de son axe. La méthode d'observation était la même qu'auparavant.

La bobine sphérique parcourue par le courant i agit sur un pôle extérieur, comme un aimant dont le moment est $\frac{4}{3}\pi i n$; si la sphère est remplie de liquide, son moment magnétique augmente de

$\frac{4}{3}\pi \frac{k}{1+\frac{4}{3}\pi k}$ R ou, comme k est très petit et la force magnétisante à l'intérieur de la sphère $R = \frac{8}{3}\pi in$, de $\frac{4\pi}{3}\frac{8}{3}\pi kin$; par conséquent

$$\frac{\delta k}{k} = -\frac{2(f-d)}{as} = \frac{8\pi}{3}k.$$

L'appareil que j'avais à ma disposition ne m'a permis d'employer que de petites forces magnétisantes. La sensibilité de la boussole de Weber ayant dû être augmentée au moyen d'un aimant compensateur, les déviations de la boussole qui sont données ci-dessus ont été réduites à sa sensibilité primitive.

Troisième série (18 février 1879). — 1 daniell. La résistance de la bobine sphérique était augmentée de 0,6 unités de Siemens; $\log a = 2,3636$.

Déviation de la boussole de Weber.	*s.*	*f.*	*d.*
2,5..........	114,0	−2,3	1,5
3,2..........	146,5	−2,2	5,4
4,4..........	201,6	−4,8	7,8

et l'on trouve

R.	*k.*
0,467	0,000034
0,597	0,000053
0,822	0,000062

Tous ces nombres se rapportent à la partie ascendante de la courbe; les points qui les représentent sont indiqués sur la *fig.* 3.

ARÉOMÈTRE DONNANT LA DENSITÉ DES CORPS SOLIDES;

PAR M. BUIGNET,
Professeur au Lycée de Bar-le-Duc.

Dans l'étude des minéraux, par exemple, on a souvent besoin d'obtenir rapidement la densité d'un échantillon.

L'aréomètre de Nicholson peut donner ce résultat si l'on se contente d'une approximation assez bornée.

Faisons plus grosse et plus longue la tige qui surmonte le renflement ; marquons zéro au point où affleure l'instrument vide dans l'eau, vers la naissance de la tige, n au sommet où il affleure sous la charge de n grammes, et divisons l'intervalle en centimètres cubes et sous-multiples. Cherchons avec cet instrument la densité d'un échantillon.

Je plonge l'instrument dans l'eau : il affleure au zéro. Je place le corps sur le plateau supérieur : la tige enfonce juqu'en P.

Je dépose le corps dans la coupelle inférieure et je l'immerge, le point d'affleurement est P'; $\frac{P}{P - P'}$ est la densité du corps.

Ici plus de tâtonnements; on fait en un instant une recherche qui dure d'ordinaire plus d'une demi-heure; plus de poids, plus d'accessoires, et enfin la sensibilité, qu'on peut faire varier suivant les cas, ne dépend que du calibre de la tige.

MANFREDO BELLATI. — Sul valore dell' effetto Peltier in una coppia ferro-zinco (Sur la valeur de l'effet Peltier dans un couple fer-zinc); *Atti del R. Istituto Veneto di Scienze, Lettere ed Arti*, 5e série, t. V; 1879.

Sir W. Thomson [1] a appliqué aux phénomènes qui se passent dans un circuit composé de deux métaux différents, dont les soudures ne sont pas à la même température, les deux principes fondamentaux de la Thermodynamique. Il a établi ainsi deux équations, d'où l'on tire, par élimination des quantités se rapportant à l'effet Thomson, la relation

$$(1) \qquad \Pi = \frac{T}{J} \frac{dE}{dT},$$

dans laquelle Π représente la quantité de chaleur dégagée ou absorbée dans l'unité de temps par un courant d'intensité égale à

---

(1) *On the dynamical theory of heat*, Part VI [*Phil. Magazine* (4), t. XI, p. 214; 1856].

un traversant une soudure à la température absolue T (c'est l'effet Peltier), dE la force électromotrice du couple quand les deux soudures sont aux températures absolues T et $T + dT$, J l'équivalent mécanique de la chaleur.

Cette formule a été retrouvée par Budde, en partant des idées de Clausius.

M. Bellati a entrepris de la vérifier expérimentalement. Il s'est servi pour cela d'un couple fer-zinc et a exécuté sur celui-ci deux séries de recherches.

La première a eu pour objet de déterminer par des mesures calorimétriques l'effet Peltier Π en valeur absolue et en prenant pour unités le centimètre, le gramme et la seconde (C, G, S). Une des soudures était placée dans un petit calorimètre à eau. Le courant, fourni par 2 ou 3 éléments Bunsen grand modèle, était mesuré par dérivation à l'aide d'une boussole graduée en unités Jacobi. Il passait dans chaque expérience pendant dix à quatorze minutes. On faisait toujours deux expériences consécutives en renversant le sens du courant pour connaître la quantité de chaleur dégagée en vertu de la loi de Joule.

M. Bellati a trouvé ainsi, comme moyenne de six déterminations, le nombre $0^c,006065$, relatif à la température $13°,8$; les nombres qui s'écartent le plus de la moyenne sont $0^c,00578$ et $0^c,00646$ [1].

La seconde série de recherches a consisté à mesurer la force électromotrice E du même couple fer-zinc en maintenant une de ses soudures à 0°, et en faisant varier la température de l'autre depuis 0° jusqu'à 220°. Les résultats furent représentés graphiquement en portant les forces électromotrices en ordonnées et les températures en abscisses. La courbe n'était pas exactement une parabole du second degré ayant son axe parallèle à celui des ordonnées, comme l'aurait voulu une théorie de Tait, mais elle ne s'en écartait pas beaucoup.

La valeur maximum de E (point neutre) correspondait à la température de 186°. Entre 0° et 80° les expériences étaient très bien

---

(1) En convertissant en unités absolues (C, G, S) les nombres fournis par les expériences de M. Le Roux (*Ann. de Chimie et de Physique*, 4e série, t. X, p. 211; 1867), on arrive pour le couple fer-zinc à la valeur $0^c,00581$, qui est peu différente de la moyenne obtenue par M. Bellati.

représentées par la formule parabolique

$$(2) \qquad E = 917,77t - 1,9488t^2,$$

d'où l'on tire

$$(3) \qquad \frac{dE}{dT} = \frac{dE}{dt} = 917,77 - 3,8976t.$$

En faisant $t = 13^\circ,8$ et portant la valeur de $\frac{dE}{dT}$ correspondante dans la formule (1), on trouve $\Pi = 0^c,005923$.

Cette valeur est très voisine de la valeur moyenne ($0^c,006065$) donnée par l'expérience directe, et l'écart rentre tout à fait dans les limites des erreurs expérimentales possibles. L'accord est même très satisfaisant si l'on songe aux difficultés que présentent les mesures calorimétriques.

La relation (1) paraît donc vérifiée ([1]). H. Pellat.

V. WIETLISBACH. — Ueber die Anwendung des Telephons zur electrischen und galvanischen Messungen (Sur l'emploi du téléphone dans les mesures électriques et galvaniques); Thèse pour le doctorat en Philosophie, soutenue devant l'Université de Zürich, 1879 ([2]).

Le travail de M. Wietlisbach se compose de recherches sur des sujets détachés : le seul lien logique entre les différentes parties est, comme l'indique le titre, l'emploi du téléphone Bell comme instrument d'investigation.

En présence des lacunes existant dans la théorie, l'auteur com-

---

([1]) Cette relation (1) donne pour $\frac{\Pi}{\left(\frac{dE}{dT}\right)}$ une valeur constante $\left(\frac{T}{J}\right)$ pour une même température, quel que soit le couple étudié. Les expériences de M. Edlund (*Recherches sur la force électromotrice dans le contact des métaux*, Stockholm, 1871) montrent que cette valeur n'est pas absolument constante quand on passe d'un couple à un autre; mais il ne paraît pas suffisamment prouvé que ces faibles variations ne proviennent pas des erreurs expérimentales.

([2]) *Voir* aussi *Monatsberichte der preussischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin*, p. 278, 1879, séance du 6 mars, et *Beiblätter de Wiedemann*, Bd III, Stück 8, p. 651.

mence par étudier empiriquement l'effet téléphonique produit par l'agent électrique dans des circonstances déterminées : c'est l'objet du Chapitre I, intitulé *Action de la décharge d'un condensateur sur le téléphone*.

Une première série d'expériences se rapporte aux décharges représentant le *minimum* nécessaire pour produire un son perceptible ; le procédé d'observation consistait à déterminer la plus grande distance à laquelle le téléphone pouvait encore être entendu. Les résultats sont les suivants : 1° *Il n'y a aucune différence entre les actions des courants de charge et de décharge ; l'action sur le téléphone d'une quantité d'électricité libre est indépendante de la capacité du condensateur sur lequel elle se trouve répartie.* Le potentiel a varié dans les expériences de 1 à 600, et la proposition a été étendue à des limites beaucoup plus éloignées par l'emploi d'un voltamètre polarisé, qui a, comme on sait, toutes les propriétés d'un condensateur [1]. 2° *Comme instrument de mesure, au point de vue de la sensibilité, le téléphone est comparable à un bon galvanomètre astatique à réflexion.*

Une autre série d'expériences a été instituée avec des charges produisant des sons intenses. Contrairement aux résultats rapportés plus haut, l'effet téléphonique dépend alors de la capacité du condensateur sur lequel la charge se trouve distribuée : *à mesure que cette capacité devient plus grande, le son perd en intensité et gagne en durée.* Cet effet dépend de l'oscillation de la décharge. La résistance du circuit a aussi une influence : *pour une quantité donnée d'électricité, à un potentiel donné, la résistance peut être accrue de façon qu'aucun son ne se produise plus.* Toutes ces propositions sont d'accord avec la théorie.

Le Chapitre II traite de la *Détermination de la résistance des liquides susceptibles d'électrolyse.* M. Wietlisbach emploie, d'après Kohlrausch, les courants alternatifs ; sa méthode est celle du pont de Wheatstone, où la pile est remplacée par un appareil d'induction magnéto-électrique et le galvanomètre par le téléphone.

---

[1] A ce sujet, M. Wietlisbach développe incidemment les idées nouvelles sur la polarisation dues à MM. Maxwell, Varley, Helmholtz, etc. : la polarisation serait « un nouvel état d'équilibre dû à l'électrisation des électrodes, avec un changement dans la distribution des atomes pondérables et de l'électricité ».

Le liquide soumis à l'expérience est de l'eau acidulée par l'acide sulfurique; les électrodes sont en platine.

Chose remarquable, *il n'existe aucune position du pont pour laquelle le son du téléphone s'éteigne :* il y a seulement un minimum de ce son.

La polarisation, qui n'a ici que la durée du courant, est la cause de cette particularité curieuse; on peut la *compenser* par une force électromotrice également instantanée, en intercalant à la suite du liquide une *bobine d'induction* qu'on renforce à volonté par l'introduction de fils de fer doux. Lorsque la compensation de la force électromotrice est obtenue, on trouve une position du pont correspondant au silence du téléphone. Les déterminations faites par cette méthode concordent entièrement avec celles de Kohlrausch, obtenues à l'aide du galvanomètre.

Chapitre III : *Sur la polarisation des électrodes de platine.* — D'après Kohlrausch, il existe, au moins dans de certaines limites, un rapport constant entre la quantité d'électricité qui a traversé un voltamètre et la force électromotrice de polarisation acquise par celui-ci; ce rapport est la *capacité de polarisation.* Partant de cette donnée, M. Wietlisbach applique l'Analyse mathématique à l'arrangement du pont de Wheatstone précédemment décrit. Pour la symétrie du calcul, il suppose que chaque branche du pont contient des forces électromotrices résultant à la fois de la présence de résistances liquides capables de polariser leurs électrodes et de celle de bobines s'induisant elles-mêmes par les variations des courants; il suppose, de plus, que ces courants consistent en *vibrations électriques sinusoïdales.* Le calcul se fait d'une façon très élégante par l'emploi des imaginaires, et la formule générale donne aisément tous les cas spéciaux.

Deux de ces cas, étudiés expérimentalement, ont donné des résultats intéressants ; dans chacun d'eux on a vu *la capacité de polarisation diminuer à mesure que l'expérience se prolongeait :* cela tient, d'après M. Wietlisbach, à ce que les électrodes se chargent des produits de l'électrolyse. Le même résultat s'obtient en intercalant un Daniell à la suite de la résistance liquide.

Je crois pouvoir émettre un doute au sujet de cette interprétation des faits. C'est en prenant pour point de départ l'hypothèse de la constance de la capacité de polarisation que M. Wietlisbach dé-

montre que celle-ci est variable : il y a là une pétition de principe. De plus, il n'a été tenu aucun compte de la déperdition de la polarisation, laquelle peut jouer un rôle fort important.

Chapitre IV : *Polarisation d'électrodes de zinc amalgamé dans le sulfate de zinc.* — On considère généralement le système formé par des électrodes de zinc amalgamé dans du sulfate de zinc comme impolarisable. N'y a-t-il pas lieu de faire ici la distinction entre la polarisation durable et la polarisation passagère?

Les mesures par le procédé du téléphone ont donné les résultats suivants : la résistance a augmenté à mesure que l'expérience se prolongeait et en même temps un dépôt visible de zinc s'est effectué *à l'une des électrodes seulement.* L'augmentation de résistance tient aux changements de concentration produits dans les différentes tranches de l'électrolyte par suite du transport des ions. Il y a là une dissymétrie d'effets qui tient à celle des courants fournis par l'appareil d'induction : les courants correspondant à l'ouverture et à la fermeture du circuit inducteur, quoique égaux en quantité, sont très inégaux en durée et en énergie. La déperdition de la polarisation doit être aussi très différente : c'est probablement là, selon moi, la vraie cause du dépôt de zinc et du transport des ions.

Quoi qu'il en soit, les effets précédents, qui sont ceux de la polarisation durable, peuvent être rendus insensibles en diminuant l'intensité des courants et en employant des dissolutions très concentrées. On voit alors se dessiner les phénomènes de la polarisation passagère : *les électrodes de zinc se comportent absolument comme les électrodes de platine.*

Des mesures exécutées simultanément à l'aide du galvanomètre et du téléphone se sont trouvées en désaccord; toutefois, le désaccord a disparu en augmentant la surface des électrodes. La théorie explique ce fait, car, si la capacité des électrodes devient très grande, leur polarisation est négligeable.

Afin d'éviter la dissymétrie des courants des appareils électromagnétiques ordinaires, M. Wietlisbach a fait quelques expériences en se servant de courants induits dans des bobines par les vibrations d'un diapason aimanté. Les anomalies de la résistance et de la capacité de polarisation ont alors complètement disparu.

L'auteur conclut en ces termes : « L'existence de la polarisation

dans le cas d'électrodes de zinc dans du sulfate de zinc prouve que, dans la polarisation en général, les gaz ne jouent pas un rôle essentiel.... Aussitôt que les électrodes sont rendues différentes l'une de l'autre par une cause quelconque, par exemple par le passage d'un courant électrique à travers l'électrolyte, la polarisation prend naissance et tend à détruire cette inégalité. La force électromotrice de polarisation des électrodes est, par conséquent, la force avec laquelle l'électricité tend à revenir à la distribution qui correspond à son état d'équilibre stable, momentanément troublé. »

R. Blondlot.

F. NIEMOELLER. — Ueber die Anwendung des Telephons zu Widerstandmessungen (Sur l'emploi du téléphone pour la mesure des résistances); *Annalen der Physik*, nouvelle série, t. VIII, p. 656; 1879.

Comme M. Wietlisbach, M. Niemöller a cherché à appliquer le téléphone à la mesure de la résistance des liquides; il emploie également le pont de Wheatstone, avec la substitution d'un *appareil d'induction à la pile et d'un téléphone au galvanomètre.* Quoique postérieur à celui de M. Wietlisbach, le travail de M. Niemöller est moins satisfaisant; l'auteur se croit en droit de négliger la polarisation, à cause de l'emploi de courants alternatifs, et cette assertion n'est aucunement justifiée; de plus, M. Niemöller admet que la position du pont donnant le minimum du son est celle qui correspond à l'équilibre, proposition qui est en désaccord complet avec le calcul de M. Wietlisbach.

Il est difficile d'apprécier l'exactitude de mesures faites sur de telles bases; j'ajouterai seulement que l'auteur a cru vérifier le fait, annoncé par M. Overbeck, que la résistance des liquides pour les courants alternatifs à oscillations rapides est plus petite que la résistance normale.

R. Blondlot.

P. GLAN. — Ueber die Phasenänderungen des Lichtes durch Reflexion (Sur le changement de phase de la lumière par la réflexion); *Annalen der Physik und Chemie*, neue Folge, t. VII, p. 640; 1879.

L'auteur s'est proposé de mesurer directement le changement de phase que subit un rayon de lumière polarisée dans le plan d'inci-

dence en se réfléchissant sur une surface plane de nature quelconque. Il utilise à cet effet les anneaux de Newton produits entre la surface étudiée et des lentilles de rayons assez petits et très légères. Il mesure les diamètres des anneaux au moyen d'un microscope muni d'une croisée de fils mobile.

La difficulté principale dans ces expériences n'est pas seulement d'obtenir le contact parfait au point central des anneaux (les mesures effectuées dans le cas du verre montrent qu'on peut y parvenir) : elle consiste surtout dans les déformations que subissent les deux surfaces lorsqu'on les amène au contact.

Pour tenir compte de cette déformation, l'auteur suppose que les deux surfaces, au voisinage du point de contact, sont sensiblement sphériques. En appelant r et r' leurs deux rayons, χ la différence de marche cherchée, ρ le rayon du $n^{\text{ième}}$ anneau, on aura

$$\rho^2 \cos i\left(\frac{1}{r}+\frac{1}{r'}\right)+\chi=(2n+1)\frac{\lambda}{2}.$$

Les mesures effectuées dans le cas du verre montrent que les déformations sont bien telles qu'on les a supposées, du moins jusqu'au deuxième anneau, en employant des lentilles de 7^{gr} au plus, parfaitement propres, mais non pressées. Dès lors, en appelant ρ_1 et ρ_2 les rayons des deux premiers anneaux, et posant

$$\frac{\rho_2}{\rho_1}=\mathrm{R}, \quad \chi=\left(\frac{3}{2}-\alpha\right)\lambda,$$

on trouve

$$\alpha=\frac{1}{\mathrm{R}^2-1}.$$

Il suffit donc, pour trouver la différence de marche, de mesurer les diamètres des deux premiers anneaux.

Les expériences, malheureusement peu nombreuses, ont porté d'une part sur le verre, surtout pour contrôler la méthode, d'autre part sur l'acier, l'argent, le sélénium et la fuchsine. Ces dernières présentent un intérêt tout particulier, car elles montrent, ainsi que les recherches de M. E. Wiedemann l'avaient déjà mis en évidence (1), que la fuchsine agit tout à la fois à la manière des sub-

(1) Voir *Journal de Physique*, t. IV, p. 20.

stances transparentes pour le rouge et comme les métaux à mesure qu'on se rapproche du violet. C'est ainsi que M. Glan a trouvé, pour $i = 19°10'$:

χ......	0,498	0,386	0,169
λ......	696^{μ}	531^{μ}	437^{μ}.

J. Macé de Lépinay.

W. KOHLRAUSCH. — Ueber das Verhalten von Membranen in tönenden Luftsäulen (Sur la façon dont les membranes se comportent dans les colonnes d'air sonores); *Annalen der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. VIII, p. 584; 1879.

Dans cette Note, l'auteur donne entre autres choses un moyen de répéter les expériences de Savart et de Seebeck relativement à la position des ventres et des nœuds fixes produits par la combinaison de l'onde sonore directe et de l'onde réfléchie.

Au moyen d'un sifflet analogue à celui que l'on rencontre dans tous les Cabinets de Physique et qui sert à montrer les divers harmoniques d'un même tuyau, on peut répéter cette expérience, à condition que le tube ait une largeur suffisante. Il suffit pour cela de descendre dans ce tuyau supposé fermé une membrane en caoutchouc tendue à l'extrémité d'un tube ouvert soutenu par une ficelle qui traverse un bouchon servant à fermer le tuyau. On trouve ainsi que, si la membrane communique librement avec l'air du tuyau des deux côtés, elle vibre aux ventres et reste immobile aux nœuds. Si l'on vient alors à fermer l'extrémité du tube de verre qui ne porte pas de membrane, on trouve, au contraire, que cette membrane, qui n'est plus en contact avec l'air du tuyau que par un seul côté, vibre fortement aux nœuds et reste immobile aux ventres.

Seebeck, comme on sait, a expliqué ce fait en faisant remarquer que dans ce dernier cas l'une des deux ondes, soit l'onde directe, soit l'onde réfléchie, est obligée de contourner le tube avant d'arriver à la membrane. Les vitesses apportées par cette onde sont ainsi changées de signe, ce qui met les nœuds à la place des ventres et réciproquement.

Depuis lontemps déjà, j'ai l'habitude de répéter les expériences de Savart et Seebeck d'une façon analogue à celle qui est indiquée dans la Note de M. Kohlrausch.

La méthode que j'emploie est, je crois, meilleure, en ce sens que l'expérience peut être suivie par un nombreux auditoire. Ce n'est autre chose d'ailleurs qu'une modification de la disposition employée par M. Kœnig dans ses tuyaux à capsules manométriques.

On prend le tuyau portant une paroi en verre que l'on trouve dans toutes les collections d'Acoustique. On ferme ce tuyau par une plaque de bois ou de liège. En forçant un peu le vent de la soufflerie, on obtient facilement le son correspondant à un nœud situé à peu près au tiers du tuyau à partir de sa base et à un ventre situé au tiers du tuyau à partir de son extrémité fermée.

On descend alors dans ce tuyau une membrane en baudruche, tendue sur un anneau rigide, que l'on utilise à la manière ordinaire pour montrer qu'elle vibre aux ventres et que le sable dont elle est recouverte reste immobile aux nœuds. Puis on descend à la place de cette membrane une petite capsule manométrique que tout le monde peut préparer, et qui est supportée par deux tubes étroits en verre traversant à frottement le couvercle du tuyau. L'un des tubes amène le gaz de l'éclairage, que l'on allume à l'extrémité de l'autre. La flamme ainsi obtenue reste immobile aux ventres et vibre au contraire énergiquement aux nœuds.

Cette disposition me semble, pour l'enseignement, préférable à celle de M. Kœnig, où les membranes, disposées latéralement, ne montrent pas immédiatement ce qui se passe dans la direction même de la propagation du mouvement vibratoire, seul cas qui, en général, est traité théoriquement dans les Cours. E. Bichat.

V. v. LANG. — Neue Beobachtungen an tönenden Luftsäulen (Nouvelles observations sur les colonnes d'air vibrantes); *Annalen der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. VII, p. 292; 1879.

Dans ces expériences, l'air d'un tuyau de verre était mis en vibration au moyen d'une plaque élastique placée horizontalement à une petite distance de l'ouverture inférieure du tube. A l'extrémité supérieure du tuyau se trouvait un tube en carton qu'on pouvait élever ou abaisser de façon à accorder la colonne vibrante avec la plaque.

Pour déterminer la position des nœuds, l'auteur descendait dans

le tuyau un chercheur A, formé d'un tube de verre fermé à sa partie inférieure par une membrane sur laquelle était répandue du sable; une plaque de liège découpée en forme de croix bouchait la partie supérieure.

Le sable semé sur la membrane se mettait partout en mouvement sous l'influence de la résonnance de l'air, et cela à n'importe quel niveau; la différence entre les ventres et les nœuds était très peu marquée, comme Hopkins en avait déjà fait la remarque.

Seulement, pendant l'ascension ou la descente du chercheur dans le tuyau, un phénomène très intéressant se produisit : chaque fois que le chercheur rencontrait un nœud, le son s'élevait d'une manière très remarquable, au point, dit l'auteur, qu'on croyait entendre un sifflet.

Le son de la plaque correspondait à 1229 vibrations, et, la longueur du tuyau étant égale à 872^{mm}, la colonne d'air présentait six nœuds. Tirait-on le chercheur à travers le tuyau, on entendait le son augmenter six fois.

Au lieu d'un chercheur composé d'une membrane et d'un tuyau, on prit un simple tube fermé en bas par une plaque de laiton. Le tuyau de laiton fut exactement mis au ton de la plaque en y jetant de petits morceaux de cire qu'on faisait fondre. Ce chercheur B donna les mêmes résultats que le premier.

On est tout d'abord porté à voir dans ce renforcement une résonnance du chercheur. Il est vrai que, si l'on verse dans le chercheur B une couche de sable un peu épaisse, son effet cesse presque complètement; mais, en agissant de même avec A, le phénomène de tout à l'heure subsiste. Il faut donc voir ici une cause autre que la résonnance.

Voici l'explication de l'auteur :

Les nœuds successifs d'un tuyau sonore envoient à notre oreille des ondes sonores de phases exactement contraires; si donc un de ces mouvements d'onde est supprimé par l'introduction d'un corps étranger dans le nœud, l'intensité du son doit augmenter.

En d'autres termes, le chercheur détruit l'interférence de deux phases vibratoires contraires, résultat qui rappelle celui obtenu par M. Lissajous dans l'expérience classique où il renforce le son d'une plaque vibrante en maintenant au-dessus un ou plusieurs secteurs de carton.

Quand on fait passer vivement un résonnateur dans le tuyau, on obtient un autre phénomène curieux : le son baisse pendant l'ascension du chercheur et augmente pendant sa descente; la différence entre les deux sons peut atteindre un demi-ton.

E. MASSE.

W. ROSICKY. — Ueber die optischen Eigenschaften des Russes (Propriétés optiques du noir de fumée); *Sitzungsb. der Wien. Acad.*, t. LXXVIII; 1878.

La densité du noir de fumée, déterminée en pesant une plaque de verre recouverte d'une couche d'épaisseur connue, est 0,05 pour des plaques récemment préparées, et 0,06 pour des plaques préparées depuis plusieurs jours. On détermine l'indice de réfraction en plaçant dans l'appareil de M. Jamin une plaque recouverte en partie d'une couche de noir de fumée d'épaisseur connue et mesurant le déplacement des franges fournies par la partie du faisceau qui a traversé le noir : cet indice est 1,039. On constate que le retard est dû aux parcelles de charbon et non aux couches d'air interposées; en plongeant en partie la plaque dans de l'huile de pavot, de petites bulles d'air se dégagent et le noir retarde les rayons plus que l'huile. Soient D_n la densité réelle du noir, n_n son indice de réfraction, n_h celui de l'huile, $p\lambda$ et $q\lambda$ les retards produits par le noir dans l'air et dans l'huile; les relations

$$p\lambda = D_n(n_n - 1), \quad q\lambda = D_n(n_n - n_h)$$

donnent $n_n = 2,389$, indice du diamant, et $D_n = 2,3$, valeur voisine de la densité du graphite.

Les anneaux colorés obtenus en enfumant légèrement sur une lampe une plaque de verre ou de métal suivent les mêmes lois que les anneaux des lames minces; leur intensité est beaucoup plus faible : elle diminue rapidement avec l'angle d'incidence.

La relation $i = Je^{-kd}$, dans laquelle J est l'intensité du faisceau incident, i celle du faisceau qui a traversé une couche d'épaisseur d, permet de calculer le coefficient d'extinction k. Les mesures d'intensité faites au moyen des disques tournants de Talbot ([1])

([1]) *Philosophical Magazine*, 3e série, t. V, p. 327.

donnent, pour le rouge, $k = 315$; pour le vert, $k = 355$; pour le bleu, $k = 400$.

Le pouvoir réflecteur est très faible; il est égal à 5,5 sous l'incidence 80°, à 1,12 sous l'incidence 75° et sensiblement nul sous des incidences plus faibles. On ne constate aucune trace de dispersion anomale ni de polarisation elliptique dans la lumière réfléchie.

C. Daguenet.

SITZUNGSBERICHTE DER MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN CLASSE DER KAISERLICHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN IN WIEN (Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences de Vienne); 1879.

WALTENHOFEN. — Propriétés magnétiques du fer pulvérulent, p. 2.

Le fer pulvérulent, tassé dans des tubes de verre et placé dans une bobine traversée par des courants électriques, s'aimante moins que le fer cohérent et même que certaines des espèces d'acier les plus rebelles à l'aimantation.

L'auteur en conclut que la forte aimantation d'un barreau de fer tient moins à l'action directe du courant qu'aux actions réciproques des molécules aimantées du fer.

PULUJ. — Frottement interne dans un mélange d'acide carbonique et d'hydrogène, p. 9 et 117.

Tandis que 54 pour 100 d'hydrogène ne changent pas la constante de frottement de l'acide carbonique, 0,2 pour 100 de ce dernier gaz augmentent d'une façon remarquable la constante du premier. La formule de Maxwell donne des valeurs trop faibles au coefficient de frottement. L'auteur la remplace par une autre qui semble plus d'accord avec l'expérience.

BOLTZMANN. — Mesures faites sur des mouvements oscillatoires concomitants, p. 23.

Une grosse bobine à suspension bifilaire oscille, et les courants d'induction qu'y développe le magnétisme terrestre font osciller

l'aiguille d'un galvanomètre. On observe l'intensité et les phases de ces deux mouvements, et les résultats obtenus s'accordent avec les formules théoriques. On pourrait, sans grands avantages, faire servir ces mesures à la détermination de la résistance du circuit en grandeur absolue.

J. STEFAN. — Sur la diffusion des liquides, p. 26.

L'auteur applique les équations différentielles de Fourier sur la propagation de la chaleur au calcul des expériences de Graham (*Transactions philosophiques*, 1861).

Il calcule des Tables qui donnent la teneur en sel de chaque tranche de liquide, en fonction du coefficient de diffusion et de la durée de l'expérience, ce qui permet de déterminer le coefficient.

Les résultats du calcul s'accordent assez bien avec les expériences.

Un mélange de deux sels se diffuse comme un sel homogène, quoique chacun des deux sels composants suive une loi de diffusion différente de celle qui lui conviendrait s'il était seul.

WALTENHOFEN. — Sur le perce-verre électrique, p. 60.

Une plaque mince de verre portant une petite tache de stéarine est percée plus facilement à l'endroit de cette tache si elle est tournée du côté de l'électrode positive.

Une glace suspendue à deux fils et placée entre les électrodes d'une machine de Holtz est repoussée du côté de l'électrode négative, et plus fortement si la face positive est stéarinée.

BOLTZMANN. — Téléphone, p. 71.

Lorsqu'une force agit sur le noyau d'un téléphone pour en affaiblir le magnétisme, il faut un certain temps pour que les courants d'induction se développent. Si ce temps est négligeable vis-à-vis de la durée de la vibration, les phases des membranes dans les deux appareils téléphoniques diffèrent de $\frac{1}{4}$ de la durée de la vibration. Si ce temps est assez grand relativement à cette durée, il n'y a pas de changement de phase (Helmholtz).

L'auteur, aidé de M. Klemencie, en plaçant un diapason électrique devant un des téléphones, un ressort d'acier aimanté devant l'autre, a constaté que le maximum de vibration correspondait au cas où le ressort se trouve en retard de $\frac{1}{4}$ de vibration sur la branche du diapason.

J. STEFAN. — Relations entre le rayonnement de la chaleur et la température, p. 86.

L'auteur substitue à la loi connue de Petit et Dulong cette autre loi : *La quantité de chaleur perdue par rayonnement est proportionnelle à la quatrième puissance de la température absolue.*

En divisant par 6 les différences des quatrièmes puissances des températures absolues du thermomètre et de l'enceinte, on retrouve à peu près les nombres de Petit et Dulong. La loi qu'ils ont donnée s'accorde mieux avec ces nombres ; mais les nombres donnés par MM. Desains et de la Provostaye vérifient mieux la loi de Stefan. Lorsqu'on expérimente dans de l'air, même très raréfié, on a un résultat très complexe, puisque des expériences récentes montrent que l'air a un pouvoir conducteur qui reste le même, quelle que soit sa densité.

L'auteur fait servir les expériences du refroidissement au calcul en valeur absolue de la chaleur rayonnée par un corps. Il termine en déduisant des expériences de Pouillet la température du Soleil, qu'il porte à 5580°.

J. STEFAN. — Sur la différence que présentent la théorie du magnétisme d'Ampère et celle de la force électromagnétique, p. 116.

On calcule dans l'une et l'autre théorie le moment de rotation d'un élément de courant sur un élément magnétique : 1° lorsqu'ils sont dans le même plan et perpendiculaires à la ligne qui les joint; d'après Ampère, l'action est nulle; dans la seconde théorie, il y a rotation de l'élément hors du plan ; 2° lorsque l'élément de courant est couché le long de la ligne de jonction; rotation de l'élément magnétique dans la théorie d'Ampère, action nulle dans l'autre; 3° si l'élément magnétique est lui-même dans la direction de la ligne de jonction, il y a rotation de cet élément dans les deux

théories, mais le moment calculé dans la théorie d'Ampère est double de celui que donne la force électromagnétique.

L'auteur compare ensuite la seconde théorie à la théorie électrodynamique. Les deux calculs s'accordent dans l'expression des forces. Pour les couples, la théorie électromagnétique est l'accord avec la théorie de Grassmann.

F. LIPPICH. — Sur la rotation électromagnétique du plan de polarisation de la lumière dans l'air, p. 126.

L'auteur, par une méthode qu'il n'indique pas, mesure à 2″ ou 3″ près la position du plan de polarisation. Il trouve, en agissant sur une colonne d'air de $0^m,50$, une rotation évidente, de 5″ à 6″ environ, dans le sens du courant.

WALTENHOFEN. — Sur une mesure directe du travail d'induction, et par suite de l'équivalent mécanique de la chaleur, p. 156.

Une machine magnéto-électrique, à courants continus et dont on a mesuré la force électro-motrice est mise en jeu à l'aide d'une manivelle dynamométrique qui fournit le diagramme du travail développé. Le courant d'induction est mesuré à l'aide d'une boussole des tangentes. La résistance du circuit est mesurée, ainsi que la durée d'un tour de la manivelle. On fait deux expériences en maintenant le circuit d'abord ouvert, puis en le fermant ; la différence des travaux représente le travail nécessaire à la formation du courant.

Les résultats s'accordent avec la théorie. En comparant ce travail à la chaleur développée par un couple Daniell de même résistance, on a trouvé 428 et 421 pour équivalent mécanique de la chaleur.

STREINTZ. — Contributions à la connaissance de l'élasticité résiduelle, p. 200.

Le décrément logarithmique des vibrations de torsion d'un fil tendu par un poids diminue aussi bien par le déplacement réciproque des molécules, lorsque le fil s'allonge sous l'action du poids qui le tend, que par une accommodation du mouvement vibratoire (l'auteur désigne ainsi la propriété par laquelle, pour un métal, le décrément logarithmique décroît constamment).

L'accommodation augmente pour chaque dérangement moléculaire, qu'il résulte d'une déformation accidentelle ou d'un mouvement vibratoire, ou de l'échauffement du fil.

URBANITZKY et REITLINGER. — Tubes de Geissler, p. 224.

Les deux auteurs s'occupent des phénomènes que présentent les tubes de Geissler sous des influences extérieures. Prenant pour une des électrodes intérieures une lame de zinc très mince, librement suspendue à un fil de platine, ils constatent qu'elle est attirée ou repoussée par des corps électrisés extérieurs et qu'entre les pôles d'un fort électro-aimant elle éprouve des déviations tantôt inverses de celles de la lumière positive, tantôt de même sens.

EDER. — Sur un nouveau photomètre chimique propre à mesurer l'intensité des rayons ultra-violets de la lumière du jour, p. 240.

On dissout séparément dans 1^{lit} d'eau 40^{gr} d'oxalate d'ammoniaque et 50^{gr} de sublimé corrosif; on mélange 2^{vol} de la première solution et 1^{vol} de la seconde. Exposé au soleil, le liquide se trouble de suite et donne un précipité noir. Le poids de ce précipité par centimètre carré de surface exposée à la lumière donne la mesure de l'intensité de la lumière.

EXNER. — Sur la théorie des couples à courant variable, p. 292.

Les variations d'intensité du courant proviennent non d'un phénomène de polarisation électrique, mais de la présence de l'oxygène dissous dans l'eau.

W. ROSICKY. — P. 11.

Expérience qui prouve que la lumière stratifiée dans un tube de Geissler n'est pas déplacée par un courant d'air raréfié qui circule dans le tube.

PULUJ. — Radiomètre, p. 160.

Critique de la théorie d'Osborne Reynolds et de celle de Zöllner.

ETTINGHAUSEN. — Aimantation des anneaux de fer, p. 184.

Vérification des formules de Boltzmann sur la distribution du magnétisme.

JULLIE. — Théorie des thermomètres métalliques, p. 67.

SCHOTTNER. — P. 61.

Détermination du coefficient de frottement intérieur dans les liquides visqueux par la chute d'un poids. Ce coefficient croît rapidement lorsque la vitesse de la chute dépasse une certaine limite.

E. Gripon.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XVIII. — Novembre 1879.

Truchot. — *Les instruments de Lavoisier*, p. 289.
C. Decharme. — *Formes vibratoires des bulles de liquide glycérique*, p. 398.

5e série. — Tome XVIII. — Décembre 1879.

F. Rossetti. — *Sur les pouvoirs absorbant et émissif des flammes et sur la température de l'arc voltaïque*, p. 457.
A. Bertin. — *Mémoire sur les couleurs des lames cristallisées dans la lumière polarisée elliptiquement*, p. 495.

5e série. — Tome XIX. — Janvier 1880.

Macé de Lépinay. — *Recherches expérimentales sur la double réfraction accidentelle*, p. 5.
H. Becquerel. — *Mémoire sur la polarisation atmosphérique et l'influence du magnétisme terrestre sur l'atmosphère*, p. 90.
M. Croullebois. — *Extension de la méthode de Gauss aux miroirs sphériques centrés*, p. 126.

Philosophical Magazine.

5ᵉ série. — Tome IX. — Janvier 1880.

G. WIEDEMANN. — *Sur la torsion*, p. 1.

FREDERICK GUTHRIE. — *Certaines vibrations des solides*, p. 15.

A.-W. RÜCKER. — *Constitution du chlore déduite de la théorie dynamique des gaz*, p. 35.

LORD RAYLEIGH. — *Recherches d'Optique relatives spécialement au spectroscope*, p. 40.

J.-H. POYNTING. — *Graduation du sonomètre*, p. 59.

5ᵉ série. — Tome IX. — Février 1880.

L. FLETCHER. — *Dilatation des cristaux par les changements de température*, p. 81.

G. WIEDEMANN. — *Sur la torsion*, p. 97.

J.-A. FLEMING. — *Nouvelle forme du pont de Wheatstone disposé pour la comparaison des étalons de résistance*, p. 109.

JOHN PERRY et W.-E. AYRTON. — *Photomètre à dispersion*, p. 117.

P.-E. NIPHER. — *Lumière électrique*, p. 120.

OLIVER J. LODGE. — *Des courants intermittents et de la théorie de la balance d'induction*, p. 123.

Annalen der Physik und Chemie.

Nouvelle série. — Tome IX. — N° 1. — Année 1880.

G. KIRCHHOFF et G. HANSEMANN. — *Conductibilité calorifique du fer*, p. 1.

D.-J. KORTEWEG. — *Changement de volume et de forme des diélectriques sous l'influence des forces électriques*, p. 48.

E. MACH et S. DOUBRAVA. — *Observations sur la différence des deux états électriques*, p. 61.

H. HERWIG. — *Remarque sur la conductibilité électrique de la vapeur de mercure*, p. 77.

A. v. WALTENHOFEN. — *Mesure directe du travail d'induction, évaluation qu'on en déduit pour l'équivalent mécanique de la chaleur*, p. 81.

E. EDLUND. — *Cause des courants électriques développés par l'écoulement des liquides à travers les tubes*, p. 95.

E. LOMMEL. — *Phénomènes présentés dans la lumière polarisée par une lame de platinocyanure de magnésium*, p. 108.

A. MATERN. — *Nouvel hygromètre de condensation*, p. 113.

E. WIEDEMANN. — *Phosphorescence produite par les décharges électriques*, p. 157.

SUR LA MESURE DES LONGUEURS D'ONDULATION DES RADIATIONS INFRA-ROUGES;

PAR M. L. MOUTON.

Ainsi que je l'ai rappelé dans un premier article (1), si entre deux nicols parallèles on place une lame de quartz taillée parallèlement à son axe, celui-ci faisant un angle de 45° avec les sections principales des nicols, et que l'on fasse traverser le système par un faisceau normal à la lame, reçu ensuite sur la fente d'un spectroscope, le spectre sera sillonné de bandes noires parallèles à la fente, et la longueur d'onde λ du milieu de chacune de ces bandes répondra à la relation

$$(1) \qquad \frac{e(n'-n)}{\lambda} = \frac{2k+1}{2},$$

dans laquelle e est l'épaisseur de la lame, n' et n les indices ordinaire et extraordinaire du quartz correspondant à λ, k un nombre entier qui diminue d'une unité quand on passe d'une bande à sa voisine en allant du violet au rouge. J'ai montré comment se détermine l'épaisseur e en millimètres de Fraunhofer (2), ainsi que le nombre k correspondant à une bande déterminée. Ainsi, j'ai cité une lame pour laquelle $e = 247^{\mu}$, et le nombre $\frac{2k+1}{2}$ correspondant à la dernière bande noire visible du côté rouge est $\frac{7}{2}$. Il suit de là que les bandes obscures ou plutôt froides que MM. Fizeau et Foucault ont les premiers vues se continuer dans le spectre infra-rouge ne pourront pas, avec cette plaque, dépasser trois, correspondant successivement aux nombres $\frac{5}{2}$, $\frac{3}{2}$ et $\frac{1}{2}$.

Cela posé, supposons un spectroscope agencé de telle façon qu'on puisse connaître toujours avec une exactitude déterminée l'indice,

(1) *Journal de Physique*, t. VIII, p. 393; 1879.

(2) J'appelle *millimètre de Fraunhofer* une unité de longueur telle que la longueur d'ondulation de la raie D_1 y soit 0,0005888, nombre adopté par M. Mascart. J'en désigne la millième partie par μ.

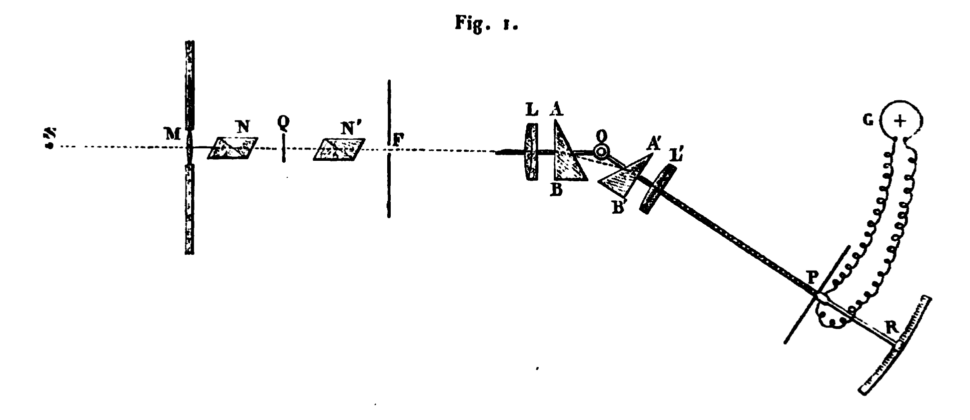
par rapport à la substance du ou des prismes qui y entrent, de la radiation frappant la pile à un moment donné; faisons en second lieu les prismes du spectroscope en quartz, l'arête réfringente étant parallèle à l'axe de cristallisation. Suivant que l'on placera les sections principales des polariseurs parallèles ou perpendiculaires à cette arête, on aura le spectre extraordinaire ou le spectre ordinaire du quartz. Puisque dans l'un comme dans l'autre cas nous pouvons mesurer l'indice des radiations frappant la pile, celle-ci étant amenée sur une bande froide dans le cas du spectre ordinaire, on aura le nombre n, et sur la bande de même ordre, dans le cas du spectre extraordinaire, le nombre n'. Ainsi, sans aucune extrapolation, tout, excepté λ, sera connu dans l'égalité (1).

Tel est le procédé que j'ai employé; c'est, comme on le voit, celui de M. Fizeau [1], débarrassé de l'extrapolation relative à la différence $n' - n$, dont je mesure directement les deux termes.

Il ne me reste plus qu'à décrire brièvement le spectroscope que j'ai adopté et le moyen à l'aide duquel la pile était amenée sur le milieu d'une bande froide.

La *fig.* 1 représente tout le dispositif expérimental.

Fig. 1.



En S est la source lumineuse et calorifique (lampe Bourbouze), dans la pièce voisine de celle qui contient les appareils; une lentille M encastrée dans la cloison donne en F l'image de la lampe.

[1] *Comptes rendus de la Société philomathique*, 1847.

Entre M et F ($0^m,50$ environ) sont les polariseurs N et N′, énormes nicols de $0^m,05$ d'ouverture, et la lame Q. En F commence le spectroscope. La fente F et la lentille achromatique L constituent le collimateur; la lentille L′ et la pile linéaire P correspondent à la lunette. A et A′ sont deux prismes d'angles réfringents égaux : le premier, A, est fixe ; le second, A′, est avec la lentille L′ et la pile P, monté sur un bras solide tournant autour d'un centre O. En R est un arc de cercle gradué de centre O, donnant la minute. C'est le dispositif de couple dont l'idée appartient à MM. Gouy et Thollon (¹).

Je place la fente F au foyer de la lentille L, en même temps que le faisceau cylindrique qui sort de L est rendu normal à la face AB par le procédé le plus exact connu, à savoir l'image de la fente F réfléchie sur AB étant ramenée à coïncider avec cette fente elle-même. La même chose a lieu pour A′, L′ et P. Ici j'ai dû faire en sorte que le corps de la pile pût se séparer de l'écran-fente donnant accès aux radiations; une lampe mise à la place de la pile fournit le faisceau, et, le réglage fini, la pile est replacée. Enfin un brûleur à sodium, mis à la place de la lampe S, donne en P la raie très nette de la soude; j'amène, par la rotation du bras OP autour de O, cette raie à tomber sur la fente de la pile, et la position du vernier terminant ce bras est notée sur l'arc R.

Ce système présente les avantages suivants : 1° toute radiation lumineuse ou obscure frappant la pile jouit, par rapport au système de prismes, des propriétés focales du minimum de déviation ; 2° on a pu à l'avance, sur un bon goniomètre, déterminer l'angle A des prismes, ainsi que leur indice ν par rapport à la lumière de la soude. La déviation Δ que le système imprime à cette lumière est alors donnée par la relation

$$\sin\left(A + \frac{\Delta}{2}\right) = \nu \sin A,$$

et enfin la radiation qui frappera la ligne médiane de la pile quand le vernier sera sur l'arc R, à une distance δ du sodium (du côté rouge

(¹) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXIII, p. 269; t. LXXXVI, p. 329 et 595.

par exemple), aura un indice n déterminé par la relation

$$\sin\left(A + \frac{\Delta}{2} - \frac{\delta}{2}\right) = n \sin A.$$

Les mesures optiques étant faites à 10″ près avec des prismes se tenant entre 30° et 35°, si le pointé calorifique fournit δ à 1′ près, l'indice n sera déterminé avec quatre chiffres décimaux exacts.

J'ai placé successivement en Q cinq lames de quartz étudiées optiquement au préalable, comme on l'a vu, et choisies de façon que les bandes qu'elles fournissent ne soient ni trop larges ni trop voisines les unes des autres.

J'ai employé, pour déterminer la position de chaque bande froide, le procédé indiqué par MM. Fizeau et Foucault : la lame Q ayant son axe placé parallèlement aux sections principales des polariseurs, on lit la déviation galvanométrique ; la lame est ensuite placée à 45°, les bandes se produisent et l'on a une nouvelle déviation ; le rapport entre celle-ci et la précédente oscille, quand on promène la pile dans le spectre, entre 0 et 1 ; ses minima correspondent aux bandes froides.

Ce procédé, que MM. Fizeau et Foucault avaient imaginé, à cause de l'irrégularité du spectre calorifique du Soleil pour ne pas, comme ils le disent, « confondre une bande d'interférence avec un minimum normal de l'intensité calorifique », avait pour moi l'avantage d'annuler l'effet des variations de la lampe. Grâce à un système automatique permettant de faire tourner rapidement la lame de 45°, chaque couple d'observations, absolument indépendant des autres, ne durait que quelques minutes et pouvait être renouvelé autant qu'il le fallait, en fournissant, quel que soit l'état de la lampe, des résultats toujours comparables entre eux.

Je n'ai recherché exactement que la position des bandes froides, les autres m'ayant toujours paru se déterminer moins nettement.

Le Tableau ci-après donne les résultats suivants.

Nos d'ordre des lames.	Leur épaisseur.	Ordre de la dernière bande lumineuse.	Ordre des bandes calorifiques pointées.	Valeurs correspondantes de $n' - n$.	Valeurs correspondantes de λ.
1....	125^{μ}	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	0,00900	$0^{\mu},73$
			$\frac{1}{2}$	0,00870	2,15
2....	181	$\frac{5}{2}$	$\frac{3}{2}$	0,00890	1,07
3....	247	$\frac{7}{2}$	$\frac{5}{2}$	0,00893	0,88
			$\frac{3}{2}$	0,00880	1,45
4....	303,6	$\frac{9}{2}$	$\frac{5}{2}$	0,00886	1,08
			$\frac{3}{2}$	0,00875	1,77
5. ..	616	$\frac{15}{2}$	$\frac{5}{2}$	0,00868	2,14

On voit que la lame n° 1 a donné toutes les bandes qu'on devait en attendre. Il n'en est pas de même des autres. Ainsi, la bande $\frac{1}{2}$ du n° 3 n'existe pas. Cela tient à ce qu'elle se produirait à une longueur d'onde que ne renferme pas le spectre des radiations traversant le système.

Il résulte du présent travail qu'un nombre pour ainsi dire illimité de bandes de longueur d'onde connue peuvent être produites dans le spectre infra-rouge donné par un prisme d'une substance quelconque. On peut donc graduer en longueurs d'onde un spectroscope calorifique, quelle qu'en soit d'ailleurs la forme.

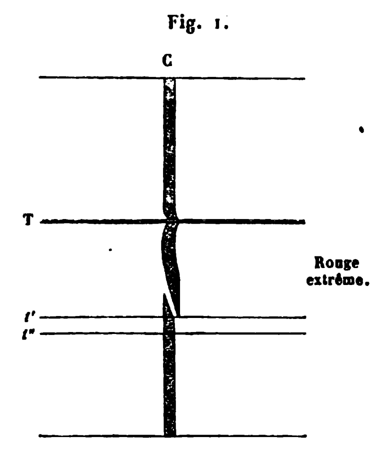
On voit, de plus, que, si dans le spectroscope que j'ai adopté on place des prismes de substances différentes, à côté de la longueur d'onde d'une bande s'obtiendra son indice par rapport à cette substance. Je suis donc actuellement à même de suivre jusqu'à la longueur d'onde $2^{\mu},14$ la loi de dispersion d'une substance quelconque. Si l'on observe que la longueur d'onde de la raie R, la dernière déterminée dans l'ultra-violet par M. Mascart, est $0^{\mu},31775$, on voit que celle de la dernière bande que j'ai pointée, $2^{\mu},14$, est plus de six fois plus grande. On dispose ainsi d'une gamme totale supérieure à deux octaves et une quarte, dans laquelle ne figure guère que pour une octave la totalité des radiations chimiques et lumineuses.

TACHES ET PROTUBÉRANCES SOLAIRES OBSERVÉES AVEC UN SPECTROSCOPE A TRÈS GRANDE DISPERSION;

PAR M. THOLLON.

A l'aide du spectroscope que j'ai précédemment décrit ([1]), je me suis proposé de vérifier, par de nombreuses expériences sur le Soleil, la loi du déplacement des raies dû au mouvement de la source lumineuse, les résultats obtenus ne me laissant aucun doute sur la réalité de cette loi. Je me suis appliqué à l'observation des taches et des protubérances. La *fig.* 1 représente la raie C dans une région de petites taches où la chromosphère était dans une violente agitation. La raie y était contournée, élargie par places, interrompue même par une bande lumineuse qui la traversait

Fig. 1.



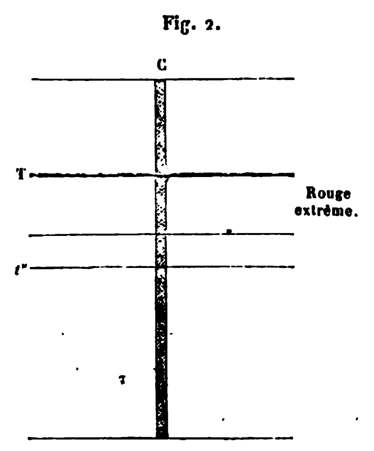
Taches observées le 2 octobre 1879. Bord occidental du Soleil. Observatoire de Paris.

obliquement; elle se résolvait en espèces de granulations très visibles, très irrégulières, que la gravure sur bois ne peut pas reproduire. La particularité la plus importante était présentée par la tache T; quand elle passait sur la fente, la raie C était brusquement déviée du côté du rouge. La *fig.* 2 donne lieu aux mêmes

([1]) *Journal de Physique*, t. VIII, p. 73; 1879.

observations; seulement la gravure n'a pas suffisamment accentué les déviations. Il me paraît important de constater que tous les déplacements de raie que j'ai observés jusqu'à présent dans les taches ont toujours été de même sens et semblent indiquer un mouvement de la périphérie au centre.

Fig. 2.



Taches observées le 8 octobre 1879. Bord oriental du Soleil.
Observatoire de Paris.

Dans les rares instants où le ciel s'est trouvé d'une pureté suffisante, les protubérances se sont montrées avec un éclat et une netteté de contours que je ne leur ai pas vus à Rome avec l'appareil du P. Secchi. Celle que représente la *fig.* 3 a été observée le 9 octobre vers le pôle sud. Elle était très brillante et d'une grande netteté; elle avait environ 1',5 de hauteur. Les deux dessins de la *fig.* 4 se rapportent à une autre protubérance, le premier (*a*) telle qu'elle était le 26 octobre à $10^h\,25^m$ du matin, le deuxième (*b*) à $2^h\,45^m$ du soir de la même journée. Le matin, sa hauteur comprenait à peu près trois fois la largeur de la fente, qui était de $0^m,002$. Le diamètre de l'image du Soleil formée par une lentille à long foyer étant de $0^m,072$, on a pour la hauteur de la protubérance près de 3', environ 100000^{km}.

La théorie sur laquelle repose l'observation spectroscopique des protubérances démontre que ces phénomènes se voient d'autant mieux dans leurs détails et leurs dimensions que le spectroscope employé a un pouvoir dispersif plus considérable. La puissance de

l'instrument n'a pas pour effet d'amplifier les images, comme dans

Fig. 3.

Rouge extrême.

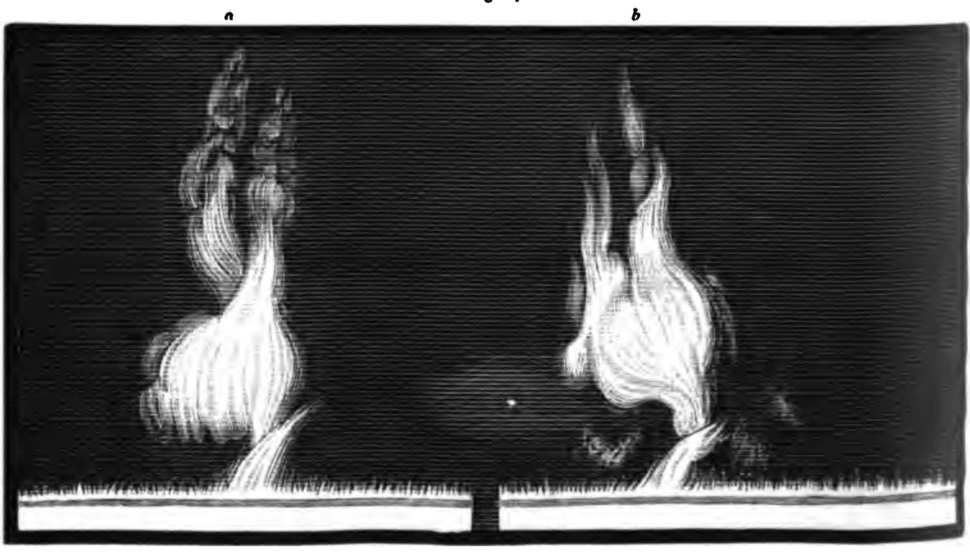


Violet. A

le microscope et la lunette, mais elle rend visibles des portions de protubérances qui échappent absolument à l'observation quand

Fig. 4.

a b

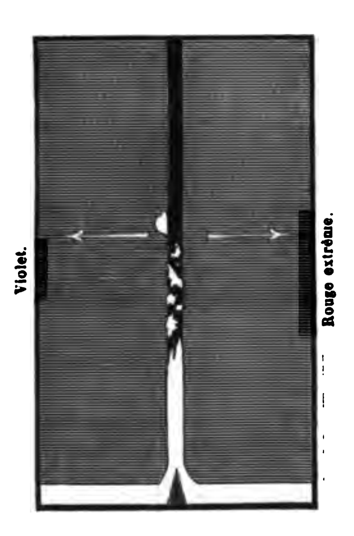


elle est plus petite. Aussi les mêmes protubérances observées avec des instruments de pouvoirs différents n'offrent-elles plus le même

aspect, ni surtout les mêmes dimensions. Les instruments à grande dispersion peuvent donc seuls nous donner une idée à peu près exacte du phénomène.

Sans insister sur les détails, j'appellerai l'attention sur une particularité de la *fig.* 3. En A la fente se trouve débordée par une sorte de cône très lumineux, que j'ai pu observer pendant plus d'une heure et demie. La *fig.* 5 présente un phénomène tout semblable. Une protubérance très brillante, observée seulement avec la fente étroite, illuminait très vivement cette fente ; dans sa partie


Fig. 5.



supérieure elle présentait de nombreuses solutions de continuité ; à son sommet, la raie C restait obscure dans toute sa largeur et l'illumination se produisait à côté, tout à fait en dehors.

Dans l'état actuel de la Science, de semblables effets ne peuvent s'expliquer que par les mouvements de l'hydrogène incandescent. Mais les deux déplacements observés sont si considérables et impliquent des vitesses si prodigieuses, qu'il reste des doutes sur la réalité de la cause. La *fig.* 5 nous montre en effet un mouvement d'au moins 25^{km} par seconde, se produisant à une grande distance de la surface du Soleil et normalement à la direction de l'un de ses diamètres. En admettant une force capable de produire de telles

vitesses, dans le cas actuel, où serait son point d'appui? Si c'était dans les masses gazeuses elles-mêmes, il se produirait dans ces masses un mouvement en sens inverse qui se serait révélé par une déviation du côté opposé de la raie C. Or il ne s'est rien montré de semblable. La durée du phénomène n'est pas moins surprenante que le phénomène lui-même.

Néanmoins, si l'on considère d'une part que ces grands déplacements ne s'observent que dans les raies de l'hydrogène, d'autre part que la Thermodynamique attribue aux molécules de ce gaz une vitesse moyenne de 2300^m à la température ordinaire, les vitesses qu'il faudrait admettre ne paraissent plus aussi excessives. Comme, en outre, le spectre de l'hydrogène ne s'obtient qu'à l'aide de l'électricité, il y a lieu d'espérer que la théorie de M. Cornu se vérifiera et expliquera d'une manière satisfaisante ces intéressants phénomènes.

DE LA MESURE DE LA FORCE ÉLECTROMOTRICE DE CONTACT DES MÉTAUX PAR LE PHÉNOMÈNE DE PELTIER;

Par M. H. PELLAT.

On fait assez généralement le raisonnement suivant au sujet du phénomène Peltier :

Si $(V_2 - V_1)$ représente la différence de potentiel de deux métaux dissemblables en contact et en équilibre électrique, c'est-à-dire représente leur force électromotrice de contact, une quantité Q d'électricité, en traversant la soudure, subira de la part des forces électriques un travail égal à $(V_2 - V_1)Q$; *à ce travail correspond, suivant son signe, le dégagement ou l'absorption de chaleur observée dans le phénomène Peltier.*

De là une méthode assez simple pour mesurer la force électromotrice de contact des métaux, méthode employée par quelques physiciens. Nous avons, d'après les données expérimentales, calculé en valeur absolue la force électromotrice de contact de quelques couples, et nous avons mis en regard celle fournie par les mesures électroscopiques.

Couple.	Valeur en volts de la force électromotrice d'après les mesures calorimétriques (1).	d'après les mesures électroscopiques (2).
	volt	volt
Cuivre-fer	+0,0029	+0,13
» cadmium	+0,0005	+0,61
» zinc	+0,0004	+0,80
» bismuth	−0,0219	+0,22
» antimoine	+0,0055	+0,25

Comme on le voit, il y a un désaccord complet entre les nombres donnés par les deux méthodes. Les valeurs absolues sont cinq cents à mille fois plus grandes dans les mesures électroscopiques que dans les mesures calorimétriques; les valeurs relatives sont toutes différentes; les signes même peuvent ne pas être les mêmes.

M. Edlund (3) signale déjà ce désaccord entre les valeurs *relatives* et l'attribue aux erreurs des mesures électroscopiques; Clausius (4) le signale à son tour et l'attribue à sa véritable cause.

La seconde partie du raisonnement fait au sujet du phénomène Peltier et reproduit en tête de cet article repose sur une hypothèse très hasardée et probablement inexacte : c'est qu'aucune force autre que les forces électriques ne peut produire un travail sur l'électricité en mouvement. Or, nous allons voir qu'il en existe vraisemblablement d'autres.

Considérons deux métaux dissemblables en contact et en équilibre électrique : ils sont à des potentiels différents V_1 et V_2. Comme on ne saurait admettre un saut brusque de potentiel, il doit exister une couche de transition extrêmement mince dans la-

(1) Ces valeurs sont déduites des expériences de M. Le Roux; elles sont d'accord avec les valeurs relatives données par M. Edlund et avec une détermination absolue de M. Bellati pour le couple fer-zinc (voir *Journal de Physique*, t. IX, p. 94).

(2) La valeur absolue du couple cuivre-zinc est une moyenne fournie par des expériences inédites de l'auteur de cet article, assez voisine des nombres qu'on peut déduire des expériences de M. Kohlrausch et de celles de sir W. Thomson. Les valeurs relatives fournies par M. Hankel ont permis d'en déduire les valeurs absolues des autres couples.

(3) *Recherches sur la force électromotrice dans le contact des métaux*. Stockholm, 1871.

(4) *Die mechanische Behandlung der Electricität*, Chapitre VII, p. 177. § 3 et § 2. Braunschweig, 1879.

quelle le potentiel varie graduellement de V_1 à V_2. Dans cette couche, l'unité de masse électrique est sollicitée à se mouvoir par une force égale à $\frac{dV}{dn}$; malgré cette force, elle reste en équilibre; il faut pour cela qu'il y ait une force antagoniste précisément égale et de signe contraire. Nous ne nous arrêterons pas à rechercher ici quelles peuvent être les causes de cette force antagoniste; le lecteur trouvera dans l'Ouvrage de Clausius les différentes hypothèses faites à cet égard; ce que nous tenons à faire remarquer, c'est son existence certaine. Or, est-il évident que cette force qui agit sur l'électricité en équilibre va cesser d'agir dès qu'elle est en mouvement? Certainement non. Il faudra alors tenir compte du travail qu'elle produit, travail de signe contraire à celui de la force électrique.

Le phénomène Peltier correspond donc à la différence de ces deux travaux voisins en grandeur absolue, et non au travail de la force électrique seulement, comme on l'admet pour en déduire les forces électromotrices de contact des métaux. Il ne peut en rien nous faire connaître cette dernière quantité.

DESCRIPTION ET EMPLOI DES LUNETTE ET ÉCHELLE D'EDELMANN;

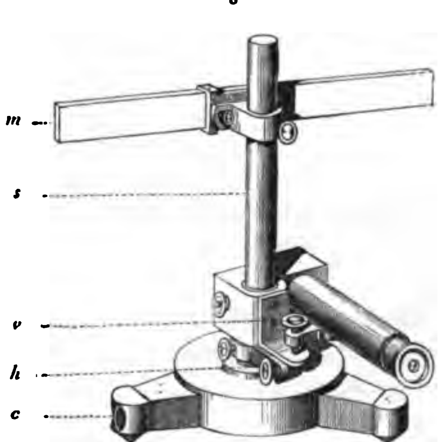
Par M. A. TERQUEM.

La lecture des angles par le procédé de Poggendorff, c'est-à-dire par la rotation d'un miroir et la réflexion des divisions d'une mire fixe, tend, surtout pour les petits angles, à se substituer aux autres procédés de lecture. Le centre du miroir mobile doit être évidemment compris entre les plans horizontaux passant par l'échelle et l'axe de rotation de la lunette, et à égale distance de ces deux plans. Comme dans la plupart des instruments, la lunette et l'échelle sont fixées invariablement au même pied; ce réglage est souvent difficile, surtout si le miroir est fixe. M. Edelmann a construit un appareil qui rend cette installation très facile et permet en outre de faire les lectures, que le miroir tourne autour d'un axe horizontal ou vertical.

Un pied lourd porte en son milieu une tige conique, autour de laquelle peut tourner la lunette, d'un mouvement rapide, puis d'un mouvement lent, à l'aide de la vis micrométrique *h*, quand on a serré la vis de pression. On peut aussi faire tourner la lunette autour d'un axe horizontal à l'aide de la vis V et la fixer dans sa position.

L'échelle est tracée sur une feuille de papier collée sur une lame

Fig. 1.



de bois de sapin *m*; elle porte des chiffres en encre rouge d'un côté du zéro et en encre noire de l'autre côté. Cette bande de bois peut glisser dans un cadre qu'on peut fixer, à une hauteur variable, sur la colonne S; de plus, ce cadre peut tourner légèrement autour d'un axe perpendiculaire à cette colonne. Cette dernière peut être placée verticalement, comme le représente la figure, ou horizontalement, en la vissant en *c* sur le pied, quand on veut déterminer la rotation d'un miroir autour d'un axe horizontal.

Installation et réglage. — 1° On donne à la lunette le tirage nécessaire pour voir distinctement à une distance double de la distance du miroir à la règle, ce qui peut se faire rapidement si le tube de l'oculaire a été divisé en plaçant un papier imprimé à diverses distances.

2° On place le zéro de l'échelle au-dessus du milieu de l'objectif, et l'on met la règle perpendiculairement à l'axe de la lunette, ce

qui est facile, grâce à la forme cubique de l'extrémité de la lunette. Puis on place l'appareil vis-à-vis du miroir, à une hauteur telle que la lunette soit un peu au-dessous du miroir; on descend ou l'on monte la règle le long de la colonne S, jusqu'à ce que, regardant de côté le long de la lunette pointée à peu près vers le miroir, on aperçoive dans celui-ci l'image de la règle. On voit alors cette image dans la lunette, où il suffit de faire légèrement tourner celle-ci autour de l'axe horizontal pour l'apercevoir. On achève ce réglage en changeant la hauteur de la règle, l'inclinaison et le tirage de la lunette jusqu'à ce que l'on voie les divisions parfaitement nettes au milieu du champ.

3° La règle étant bien perpendiculaire à l'axe de la lunette, on déplace tout l'appareil latéralement, et on le fait tourner tout d'une pièce jusqu'à ce que le milieu de l'image soit net et clair et que le zéro corresponde au réticule très sensiblement. La règle est alors évidemment parallèle au miroir et la lunette perpendiculaire à tous deux.

4° On rend la règle perpendiculaire à l'axe de rotation du miroir en faisant tourner le cadre qui soutient la règle par rapport à la colonne S. Quand cette perpendicularité n'existe pas, on voit les divisions osciller par rapport au réticule horizontal de la lunette, ce qui est très gênant.

5° On fait coïncider exactement le zéro avec le réticule en faisant un peu glisser la règle dans son cadre, ou mieux en faisant tourner légèrement la lunette autour de la verticale.

6° On éclaire la règle avec un grand miroir concave, en se servant de la lumière du jour ou d'une lampe.

Formules à employer. — φ étant l'angle dont on a tourné le miroir, n la division lue dans la lunette, d la distance de la mire au miroir, on a, pour un angle inférieur à 6°,

$$\varphi = \frac{1718',9}{d} n \left(1 - \frac{1}{3}\frac{n^2}{d^2}\right),$$

$$\operatorname{tang}\varphi = \frac{n}{2d}\left[1 - \left(\frac{n}{2d}\right)^2\right],$$

$$\sin\varphi = \frac{n}{2d}\left[1 - \frac{3}{2}\left(\frac{n}{2d}\right)^2\right],$$

$$\sin\frac{\varphi}{2} = \frac{n}{4d}\left[1 - \frac{n}{2}\left(\frac{n}{4d}\right)^2\right].$$

Pour une déviation quelconque, on a

$$\varphi = \tfrac{1}{2} \text{arc tang} \frac{n}{d}.$$

La valeur d'une des divisions de l'échelle est, pour de petites déviations,

$$\frac{28^\circ,648}{d} = \frac{1718',9}{d} = \frac{103132''}{d}.$$

L'échelle de l'appareil de M. Edelmann est divisée en doubles centimètres, dont les dixièmes tracés sur la règle sont écartés de $0^m,002$.

D.-J. KORTEWEG. — **Ueber die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles in elastischen Röhren** (Sur la transmission du son par les fluides renfermés dans les tubes à parois élastiques); *Ann. der Physik und Chemie*, t. V, p. 525; 1878.

La théorie démontre que la vitesse du son dans un fluide indéfini est la même que dans une colonne cylindrique, renfermée dans un tube à parois inébranlables et infiniment rigides; même dans ce cas l'expérience a montré qu'il n'en était pas ainsi et que diverses causes tendent à diminuer la vitesse de propagation des ondes. Mais, si les parois sont flexibles et élastiques, cette vitesse subit, par cette cause, une nouvelle diminution; si le fluide est un gaz, et que les parois soient épaisses et assez rigides, la diminution est faible; elle est déjà notable si les parois sont minces et flexibles, et enfin devient très considérable si le fluide est un liquide.

Aussi la vitesse du son dans une colonne cylindrique d'eau a-t-elle été trouvée notablement inférieure à la vitesse théorique 1437^m, par MM. Wertheim, Kundt et Lehmann et Dvorak ([1]). M. Marey ayant cherché la vitesse de propagation des ondes dans les liquides renfermés dans des tubes de caoutchouc, au point de vue de la circulation du sang et du phénomène du pouls, M. Resal a traité ce cas particulier. M. Korteweg, professeur à Breda, a repris la question et a cherché à la résoudre dans le cas le plus général.

([1]) *Journal de Physique*, t. V, p. 159 et 195.

En quoi peut consister l'influence de l'élasticité des parois sur la vitesse de propagation du son par le fluide renfermé dans le tuyau ?

1° Les parois étant flexibles et extensibles, les compressions et les dilatations du fluide intérieur développeront des forces élastiques moindres que si le tube était infiniment rigide ; on devra donc tenir compte des changements de section du tube quand on voudra calculer la force élastique développée en se fondant sur les changements de distance des tranches fluides.

2° Le fluide communique ses vibrations au tube lui-même, ce qui occasionne une perte d'énergie et une diminution de la vitesse de propagation.

3° Enfin, si le tube était très flexible, le fluide pourrait prendre un mouvement vibratoire transversal assez intense, d'où une diminution de la vitesse de propagation des ondes longitudinales, puisque l'élasticité du milieu donne naissance à deux espèces d'énergies différentes.

Le premier cas seul, dans lequel on considère comme négligeables les vibrations transversales du tube et du liquide, peut être traité d'une manière élémentaire. Je me propose de donner la marche suivie dans ce cas par M. Korteweg, en éclaircissant quelques points exposés par lui trop succinctement.

I. Considérons un tube de rayon r, et soient e l'épaisseur des parois, E le coefficient d'élasticité de traction de la matière qui forme ces parois si elles sont très minces ou une quantité qui en dépend si elles sont très épaisses, ε le coefficient d'élasticité du fluide renfermé dans le tube, ρ la densité de ce fluide.

Puisqu'on néglige les vibrations transversales du tube et du fluide, on peut faire l'hypothèse du parallélisme des tranches ; on admet en outre que la longueur d'onde du son transmis est très grande par rapport aux déplacements moléculaires, de telle sorte que les déformations du tube varient progressivement et très lentement. Dans ces conditions, on peut considérer le tube comme formé sensiblement d'anneaux successifs indépendants, dilatés ou contractés suivant l'état d'expansion ou de dilatation du fluide intérieur.

Soit ABCD une tranche du fluide à l'état de repos, la pression

intérieure initiale est p_0 par unité de surface. Soient x la distance de AB à une origine quelconque, $x + dx$ celle de CD.

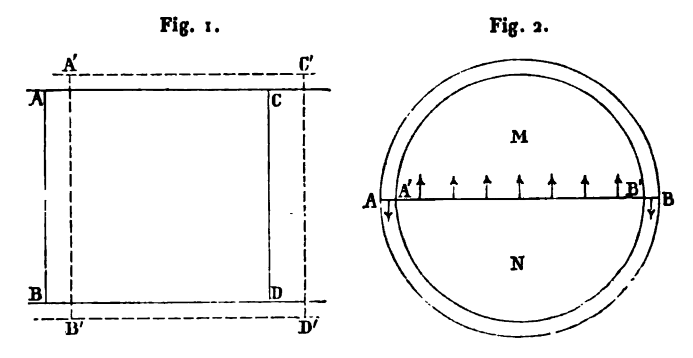


Fig. 1. Fig. 2.

Le volume primitif ABCD $= v = \pi r^2 dx$.
Pendant le mouvement ABCD devient A'B'C'D',

$$\begin{array}{lll} x & \text{devient} & x + u, \\ x + dx & \text{»} & x + dx + u + \dfrac{du}{dx}dx = x + u + dx\left(1 + \dfrac{du}{dx}\right), \\ r & \text{»} & r + dr, \\ p_0 & \text{»} & p_0 + dp, \\ v & \text{»} & v + dv. \end{array}$$

Par suite,

$$\begin{aligned} \text{A'B'C'D'} = v + dv &= \pi(r + dr)^2 dx\left(1 + \frac{du}{dx}\right) \\ &= \pi r^2 dx\left(1 + 2\frac{dr}{r}\right)\left(1 + \frac{du}{dx}\right) \\ &= \pi r^2 dx\left(1 + 2\frac{dr}{r} + \frac{du}{dx}\right), \end{aligned}$$

d'où

$$(1) \qquad \frac{dv}{v} = \frac{2dr}{r} + \frac{du}{dx}.$$

Si ε est le coefficient d'élasticité du fluide renfermé dans le tube, on a par définition, quelle qu'en soit la nature,

$$dv = -\frac{1}{\varepsilon} v\, dp,$$

d'où

(2) $$dp = -\varepsilon \frac{dv}{v}.$$

En remplaçant $\frac{dv}{v}$ par sa valeur dans (1), on a

(3) $$\frac{dp}{\varepsilon} + \frac{2\,dr}{r} + \frac{du}{dx} = 0.$$

Par le raisonnement employé habituellement, on trouve, pour la différence des pressions auxquelles est soumis l'élément A'B'C'D' sur ses deux faces, $-\frac{d^2p}{dx^2}\,dx\,\pi r^2$, quantité qui doit être égale à la force d'inertie de cet élément, ce qui conduit à l'équation connue

(4) $$\rho \frac{d^2u}{dt^2} = -\frac{d^2p}{dx^2}.$$

Il faut enfin trouver une relation entre dp et dr, en tenant compte de l'élasticité de la paroi.

Pour cela, prenons une tranche égale à l'unité de longueur, et supposons le tube ainsi que le fluide décomposés en deux parties M et N par un plan diamétral. La partie M est en équilibre sous l'influence des actions extérieures, qui sont, d'un côté, les pressions normales sur A'B', et, de l'autre, les tractions exercées en AA' et BB' dans l'épaisseur du tube. Le tube développé a une longueur égale à $2\pi r$, devenue $2\pi(r+dr)$. Si E est le coefficient d'élasticité de la matière du tube ou une quantité qui en dépend, on aura, pour ces tractions,

$$dr = \frac{1}{E}\,\frac{Xr}{e} \quad \text{ou} \quad X = \frac{Ee\,dr}{r},$$

X étant la force développée sur la surface totale. Les forces 2X font équilibre aux pressions $2r\,dp$ qui s'exercent sur le plan A'B'; on aura donc la relation

(5) $$r\,dp = \frac{Ee\,dr}{r}, \quad \text{d'où} \quad \frac{dr}{r} = \frac{r\,dp}{Ee}.$$

L'équation (5) donne donc l'augmentation de rayon du tube, à l'état statique, provenant du changement de pression du fluide intérieur.

L'équation (3) devient, en remplaçant $\frac{dr}{r}$ par sa valeur,

$$(6)\qquad dp\left(\frac{1}{\varepsilon}+\frac{2r}{Ee}\right)+\frac{du}{dx}=0;$$

la différentiant, et substituant $\frac{d^2p}{dx^2}$ dans (4), on arrive à l'équation définitive

$$(7)\qquad \frac{d^2u}{dt^2}\left(\frac{\rho}{\varepsilon}+\frac{2r\rho}{Ee}\right)=\frac{d^2u}{dx^2}.$$

II. Si dans l'équation (7) on fait E ou $e=\infty$, on a l'équation de la propagation des ondes longitudinales dans un tube cylindrique à parois inébranlables (en négligeant toutefois les autres causes qui tendent à diminuer la vitesse de propagation).

Soit V cette vitesse; on a l'expression connue

$$(8)\qquad V=\sqrt{\frac{\varepsilon}{\rho}},$$

ε étant défini par la relation

$$(9)\qquad dv=-\frac{1}{\varepsilon}v\,dp.$$

1° Si le fluide est un gaz, on applique la loi de Poisson,

$$(v+dv)^\gamma(p+dp)=pv^\gamma$$

qui donne

$$\left(1+\gamma\frac{du}{v}\right)\left(1+\frac{dp}{p}\right)=1,$$

d'où

$$\frac{dp}{p}=-\gamma\frac{dv}{v}\quad\text{et}\quad \varepsilon=\gamma p.$$

2° Si le fluide est un liquide, α étant le coefficient de compressibilité, on aurait

$$dv=-\alpha v\,dp,\quad \text{d'où}\quad \varepsilon=\frac{1}{\alpha}.$$

3° Si même le fluide élastique est remplacé par un solide, on

peut substituer à l'équation (9)

$$dl = -\frac{1}{\varepsilon}\, l\, dp,$$

puisqu'on néglige les changements de section du corps solide vibrant; ε est donc le coefficient habituel d'élasticité du corps si sa surface latérale est soumise à une pression constante, ou l'inverse du coefficient de compressibilité cubique si le corps est supposé renfermé dans un cylindre à parois inextensibles.

III. Si les parois sont flexibles et élastiques, le fluide étant supposé incompressible, on peut poser $\varepsilon = \infty$, et l'on a, pour la vitesse de la transmission des ondes,

$$V_1 = \sqrt{\frac{E\varepsilon}{2r\rho}},$$

vitesse due simplement aux dilatations et contractions des parois du tube. C'est cette équation qu'avait obtenue M. Resal dans le cas d'un liquide contenu dans un tube de caoutchouc.

En introduisant les deux vitesses V et V_1, l'équation (7) devient

$$(10) \qquad \frac{d^2u}{dt^2}\left(\frac{1}{V^2} + \frac{1}{V_1^2}\right) = \frac{d^2u}{dx^2},$$

ce qui donne, pour la vitesse définitive,

$$(11) \qquad \frac{1}{v^2} = \frac{1}{V^2} + \frac{1}{V_1^2} = \frac{\rho}{\varepsilon} + \frac{2r\rho}{Ee},$$

ou

$$\frac{1}{v^2} = \frac{\rho}{\varepsilon}\left(1 + \frac{2r\varepsilon}{Ee}\right) = \frac{1}{V^2}\left(1 + \frac{2r\varepsilon}{Ee}\right),$$

ou enfin

$$(12) \qquad V = v\sqrt{1 + \frac{2r\varepsilon}{Ee}}.$$

On trouve ainsi le coefficient par lequel on doit multiplier la vitesse trop faible trouvée pour la vitesse du son dans un fluide renfermé dans un tube à parois extensibles, pour en déduire la vitesse dans un milieu indéfini.

Si e est très petit, on peut prendre pour E le coefficient d'élasticité du tube, déterminé par exemple par des vibrations longitudinales; si les parois sont très épaisses, M. Korteweg emploie les formules de Lamé, en faisant l'hypothèse de Wertheim, c'est-à-dire $\lambda = 2\mu$, ce qui donne

$$(13) \qquad E = E_1\left(- \frac{5e}{6R}\right),$$

E_1 étant le coefficient d'élasticité de la substance du tube.

Enfin, dans une théorie complète, il faudrait tenir compte des tensions longitudinales, développées par suite de la différence de déformation des anneaux successifs du tube; ces tensions ne sont pas négligeables, surtout quand on lance une onde très courte, comme dans les expériences de M. Marey, mais il faudrait, dans chaque cas particulier, connaître les déplacements longitudinaux dont est susceptible le tube. D'après M. Korteweg, en admettant les hypothèses de Wertheim, il faudrait, dans le cas où toute espèce de déplacement longitudinal serait impossible, remplacer E_1 dans la formule (13) par

$$E_1 = \frac{9}{8} E_2 \left(1 - \frac{e}{R}\right),$$

E_2 devenant le coefficient d'élasticité du tube.

En appliquant les formules (12) et (13) aux expériences de MM. Wertheim, Kundt et Lehmann et Dvorak, j'ai cherché comme inconnue E le coefficient d'élasticité de la paroi, en admettant pour V la vitesse théorique de transmission du son dans l'eau 1437^{m}. Les expériences de Dvorak donnent seules des nombres comparables les uns aux autres, ce qui semble démontrer qu'elles sont les mieux faites; tous ses tubes étaient en verre, mais pouvaient avoir des coefficients d'élasticité notablement différents; il serait intéressant de reprendre ces expériences, en déterminant le coefficient d'élasticité de la paroi directement, par les vibrations longitudinales par exemple, afin de vérifier dans quelle limite les formules de M. Korteweg sont exactes. Les expériences de MM. Kundt et Lehmann donnent des résultats qui varient entre 37 et 150. Pour celles de M. Dvorak, on obtient les résultats sui-

vants :

	e.	$2r$.	v.	E.	E_1.
1.........	0,82	17,9	998	438	474
2.........	0,63	11,7	1046	455	500
3.........	0,52	8,46	1164	674	783
4.........	2	15	1213	405	520
5.........	2	11	1281	464	665
6.........	0,5	15	940	488	516

E sont les valeurs calculées à l'aide de la formule (12), et E_1 celles qu'on a obtenues en tenant compte de la relation (13).

Sauf l'expérience 3, les résultats donnés par les autres sont assez concordants, et peut-être plus sans la correction de la formule (13).

IV. M. Korteweg a cherché ensuite à introduire les vibrations du tube lui-même ; il arrive à une équation différentielle du quatrième ordre en admettant que les vibrations du tube sont synchrones de celles du fluide et représentées par un mouvement pendulaire; cette hypothèse paraît peu probable, car le tube doit transmettre les vibrations qui lui sont communiquées avec une vitesse propre dépendant de son élasticité, ainsi que l'ont constaté Biot et Regnault, ce qui doit compliquer la réaction du tube sur le liquide, surtout si l'on produit des ondes fixes comme dans les expériences citées plus haut; les nœuds et les ventres du fluide ne coïncideront pas évidemment avec ceux du tube.

Dans le cas le plus général, en tenant compte des vibrations transversales du fluide, M. Korteweg admet également l'existence d'un mouvement pendulaire synchrone du mouvement longitudinal et arrive, malgré cette simplification, à des formules très compliquées, peu susceptibles de vérifications expérimentales.

A. Terquem.

K.-R. KOCH. — Ueber die Veränderungen, welche die Oberfläche des Platins und des Palladiums durch die Sauerstoffpolarisation erfährt (Sur le changement qu'éprouve la surface du platine et du palladium pendant la polarisation par l'oxygène); *Ann. der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. VIII, p. 92; 1879.

Lorsqu'on polarise une lame de platine ou de palladium au

moyen d'un courant électrique, le frottement de ces métaux contre une lame de verre mouillée augmente aussitôt. M. Koch a employé, pour mesurer le frottement, la disposition imaginée par MM. Warburg et V. Babo; le métal a la forme d'un bouton hémisphérique qui repose sur le fond d'un godet de verre rempli d'eau pure ou acidulée; le bouton métallique sert de pivot à une aiguille de boussole qui oscille sous l'action de la Terre; le décroissement des oscillations donne la mesure du frottement du pivot.

La polarisation est produite par le courant de 1 élément Daniell dont l'un des pôles communique avec le bouton métallique, tandis que l'autre pôle aboutit à un fil de platine plongeant dans l'eau du godet. La polarisation par l'hydrogène n'a produit aucun effet. La polarisation au pôle oxygéné, au contraire, a été trouvée très efficace. Le frottement a augmenté, par l'effet de cette polarisation, dans le rapport de 2 à 3, et quelquefois dans le rapport de 2 à 4.

Cet accroissement du frottement se manifeste dès qu'on ferme le courant; il disparaît immédiatement lorsqu'on renverse le courant; il disparaît lentement, comme la polarisation elle-même, lorsqu'on se borne à ouvrir le circuit. Il augmente avec la force électromotrice de polarisation par l'oxygène. Exemple : le frottement a pris successivement les valeurs 14,1, 16,6 et 29,1 lorsque la polarisation a pris les valeurs 0, $\frac{1}{31}$ daniell, 1 daniell. Le palladium se comporte comme le platine. L'or à 18 carats n'a rien donné (¹). G. Lippmann.

SCHWENDLER. — On a new standard of light (Sur une nouvelle unité de lumière); *Phil. Magazine*, t. VIII, p. 392-403; novembre 1879.

On sait combien il est difficile de réaliser une source lumineuse d'intensité constante, pouvant être prise comme unité.

En France, on adopte généralement le bec Carcel, brûlant à l'heure 42^{gr} d'huile de colza et valant, d'après M. E. Becquerel,

(¹) Il est peut-être permis de se demander si l'électromotographe ou téléphone à frottement d'Edison ne reposerait pas sur le principe découvert par M. Koch.
G. L.

huit à neuf bougies stéariques. En Angleterre, l'usage a prévalu d'adopter la bougie de blanc de baleine de six à la livre, brûlant 120 grains par heure. Le bec Carcel vaut environ dix bougies, d'après M. Schwendler.

M. Zöllner s'est servi, dans ses recherches photométriques ([1]), d'une flamme de gaz d'éclairage de composition constante, s'écoulant sous pression constante par un orifice de grandeur déterminée. MM. Bunsen et Roscoë ([2]) avaient aussi fait usage d'une unité lumineuse analogue. MM. Zöllner en 1859 et Draper en 1844 avaient proposé d'adopter comme unité la lumière émise par des fils ou des lames de platine rendues incandescentes par un courant électrique constant.

Cette idée vient d'être réalisée par M. Schwendler, qui l'a appliquée à ses études photométriques sur la lumière de l'arc voltaïque.

Après avoir démontré par des mesures rigoureuses la variabilité de l'intensité lumineuse émise par la bougie de blanc de baleine, et fait voir qu'elle peut varier de 50 pour 100 selon que l'air arrive plus ou moins librement, il décrit sa lampe électrique, qui est formée d'une feuille de platine découpée en forme d'U et reliée par des conducteurs de résistance négligeable avec le circuit d'une pile de huit éléments de Grove, de résistance aussi faible que possible. Le courant est rendu constant au moyen d'un rhéostat à mercure formé d'une rainure en forme d'U, de 1^{mmq} de section environ et de 1^{m} de longueur, creusée dans une planche horizontale en bois et remplie de mercure. Un pont en cuivre mobile le long de cette double rainure permet de faire varier à volonté la longueur de la colonne traversée par le courant; on rend ainsi constante la déviation d'un galvanomètre dont la bobine ne porte que quelques tours d'un gros fil de cuivre. La lame incandescente est entourée d'une cloche en verre qui la met à l'abri de l'agitation de l'air.

Les dimensions de la lame de platine sont rigoureusement déterminées; son épaisseur est donnée par le poids de la feuille dans laquelle elle est taillée. Il est important d'employer du platine pur, le métal fourni par le commerce étant généralement préparé par fusion, par la méthode de M. Deville, et contenant de l'iridium et

---

([1]) *Grundzüge einer allgemeiner Photometrie des Himmels*. Berlin, 1861.

([2]) *Poggendorff's Annalen*, Bd C, p. 43-88, 481-516; Bd CI, p. 235-263.

d'autres métaux du même groupe; or, il suffit de quelques traces de ces métaux pour altérer considérablement la résistance électrique du platine et faire varier dans des limites très étendues l'intensité de la lumière fournie par un même courant traversant une lame de dimensions définies.

Définition de l'unité lumineuse P. L. S. (*platinum light standard*). — « L'unité d'intensité lumineuse est donnée par un courant de 6,15 webers traversant une lame de platine pur de 2^{mm} de largeur, $36^{mm},28$ de longueur et $0^{mm},017$ d'épaisseur, pesant $0^{gr},0264$, ayant une résistance calculée de 0,109 unités mercurielles et une résistance réelle (mesurée avec la résistance aux deux contacts) de 0,143 unités mercurielles, à la température de 66° Fahrenheit. »

Les mesures de M. Schwendler l'ont conduit aux conclusions suivantes :

1° Une bougie de blanc de baleine vaut en moyenne 1,44 P. L. S.

2° Deux lampes P. L. S. dont les lames de platine sont traversées par un même courant, mais dont les dimensions diffèrent, donnent des intensités lumineuses dont le rapport est constant.

3° Étant données les dimensions de la lame d'une lampe à platine, on peut calculer, au moyen d'une formule que donne M. Schwendler, sa valeur photogénique en unités P. L. S.

Nous n'insisterons pas sur cette dernière conclusion de M. Schwendler, car elle ne peut être qu'approximativement vérifiée entre des limites très restreintes; il est en effet évident que, si les dimensions sont un peu trop différentes, les lumières émises par les deux lampes portées à des degrés différents d'incandescence seront de compositions et de teintes différentes, et que la lumière émise ne sera pas, en général, proportionnelle à la chaleur développée, c'est-à-dire au travail développé par le courant dans son passage à travers la lame de platine.

M. Schwendler donne des valeurs numériques du travail développé par le courant dans les lames de platine de deux de ses lampes étalons et dans l'arc voltaïque.

Dans l'unité P. L. S., le courant développe dans la lame de platine 725 Ω ergs par seconde (¹), tandis que, dans une autre lampe

---

(¹) Les lecteurs qui ne sont pas familiarisés avec l'usage des unités du système du

de dimensions différentes, l'unité lumineuse n'exigeait que 300 Ω ergs, et dans l'arc voltaïque l'unité de lumière correspond à une dépense de 10 Ω ergs seulement par seconde. On voit donc combien est grande la supériorité des lampes électriques à arc voltaïque sur ces lampes à incandescence.

En résumé, il nous paraît que M. Schwendler a démontré la possibilité de se servir, dans des recherches de précision, d'une lampe à incandescence comme source constante de lumière, et la supériorité de la constance de cette source à celle de la bougie unité. Il nous paraît moins évident que, malgré les indications détaillées qu'il donne, on puisse retrouver rigoureusement cette unité et la rendre comparable à elle-même ; au point de vue pratique, sa complication et les précautions qu'il faut prendre pour assurer la constance du courant limiteront certainement son usage. Néanmoins, ces essais sont d'un grand intérêt, car peut-être pourront-ils conduire à la construction d'un étalon constant de lumière, applicable aux usages industriels. A. Crova.

STAMO (Mlle). — Untersuchung über die specifische Wärme des Wassers (Recherches sur la chaleur spécifique de l'eau); *Dissert. inaug.*, Zürich, 1877.

Dans une première série d'expériences, on a fait arriver dans un calorimètre en laiton, rempli jusqu'à $0^m,01$ du bord de tournure de cuivre non tassée, l'eau contenue dans un vase en cuivre chauffé peu à peu dans un bain d'huile. La conductibilité du cuivre permet de ne pas agiter le liquide; l'auteur a déterminé d'avance, aussi exactement que possible, la chaleur spécifique de ce métal par rapport à celle de l'eau à la température ordinaire. L'eau était chauffée environ à 60° et 80°. La moyenne du coefficient de variation de la chaleur spécifique de l'eau est $\alpha = 0,0012550$.

Dans une seconde série d'expériences, on a fait passer un même courant dans des fils de platine ou de maillechort d'environ 3^m de longueur, enroulés sur des cadres en caoutchouc plongés dans des

---

centimètre-gramme-seconde pourront consulter avec fruit la brochure de M. Everett (*Illustrations of the centimetre-gramme-second system of units*).

calorimètres pleins d'eau, entourés l'un de glace, l'autre d'eau à température constante t; de l'échauffement observé on déduit la chaleur spécifique à $0°$ et à $t°$: on trouve $\alpha = 0,000859$, valeur passablement concordante avec la précédente.

C. DAGUENET.

A. MACFARLANE. — The disruptive discharge of electricity (Décharge disruptive); *Edinb. Roy. Soc. trans.*, t. XXVIII, p. 633.

A. MACFARLANE and R.-J.-S. SIMPSON. — On the discharge of electricity through oil of turpentine (Décharge électrique dans l'essence de térébenthine); *ibid.*, p. 673.

A. MACFARLANE and P.-M. PLAYFAIR. — On the disruptive discharge of electricity through liquid dielectrics (Décharge disruptive à travers les diélectriques); *ibid.*, p. 679.

Le but de ce travail est la recherche de la valeur de la différence de potentiel correspondant à une étincelle de longueur déterminée. Dans un récipient formé par une boîte à étoupes sont disposées deux électrodes en forme de boules ou de disques réunis aux deux pôles d'une machine de Holtz; le pôle positif est isolé, le pôle négatif est en communication avec le sol. Au moment de la décharge, on mesure la tension au pôle positif et on l'exprime en unités absolues à l'aide de l'électromètre Thomson.

Avec des disques à bords arrondis de 4 pouces de diamètre, dont l'un est plan, l'autre légèrement convexe, et des distances explosives inférieures à $0^m,01$ dans l'air à la pression atmosphérique (la déperdition par les bords empêche de pousser plus loin), on trouve des valeurs satisfaisant à la formule

$$V = 66,940\sqrt{s^2 + 0,20503s};$$

V est la différence de potentiel en unités absolues, s la longueur de l'étincelle. Sous une pression de 180^{mm} de mercure, on trouve

$$V = 18,292\sqrt{s^2 + 0,52322s}.$$

M. Macfarlane essaye de rendre compte de ce que V et s ne sont pas proportionnels en admettant que la couche d'air condensée sur les électrodes oppose une résistance au passage des fluides. Si

en effet on chauffe les électrodes, les valeurs de V se rapprochent davantage de la proportionnalité. Ainsi, dans l'hydrogène :

Dans les conditions ordinaires......	$V = 43,19\sqrt{s^2 + 0,1369s}$
Après échauffement des électrodes .	$V = 52,94s - 12,932s^2$

Dans l'air :

Dans les conditions ordinaires......	$V = 66,94\sqrt{s^2 + 0,205s}$,
Après échauffement des électrodes..	$V = 87,04s - 19,56s^2$

Ces résultats sont d'accord avec ceux des expériences faites par l'auteur avec M. Playfair sur la décharge entre deux fils de platine dont l'un est échauffé par un courant.

Deux autres séries d'expériences fournissent entre V et la pression P du gaz les relations

$$V = 0,04798\sqrt{p^2 + 205,58p},$$
$$V = 0,08062\sqrt{p^2 + 219,84p}.$$

La résistance opposée à la décharge par différents gaz varie de l'un à l'autre; en prenant pour unité la différence de potentiel relative à l'air, on trouve pour des étincelles de $0^m,005$ les différences de potentiel suivantes :

CO^2......................	0,951
O......................	0,930
H......................	0,634

Les résultats fournis par des électrodes sphériques et des distances explosives plus grandes sont moins concordants que les précédents.

MM. Macfarlane et Playfair ont répété ces expériences dans l'essence de térébenthine et l'huile de paraffine; par suite de l'absence de la couche de gaz condensée sur les électrodes, les valeurs de V et s sont sensiblement proportionnelles :

Essence de térébenthine..........	$V = 338s - 7,3$
Huile de paraffine	$V = 344s - 7,3$

Enfin, dans une autre série d'expériences, on a fait varier la température jusqu'à 245° et mesuré la valeur de V de 10° en 10°, pour

une distance explosive de $0^m,009$, pendant l'échauffement et le refroidissement des électrodes. Les valeurs dans le second cas sont toujours plus petites que dans le premier pour une même température, ce qui montre encore l'influence de la couche de gaz condensée sur les électrodes. C. DAGUENET.

L. BLEEKRODE. — Experimentaluntersuchung zur Bestimmung der Brechungsexponenten verflüssigter Gase (Mesure expérimentale de l'indice de réfraction des gaz liquéfiés); *Ann. der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. VIII, p. 400; 1879.

Les gaz étudiés jusqu'ici par M. Bleekrode sont le cyanogène, l'acide carbonique et l'ammoniaque, liquéfiés dans un tube de Faraday dont une extrémité avait été travaillée de façon à pouvoir être fermée par deux petites glaces parallèles, collées au mastic. L'auteur a mesuré l'indice de ces gaz par la méthode connue du duc de Chaulnes, en déterminant le déplacement qu'il faut donner à l'objectif d'un microscope pour voir un même objet à travers la petite auge de verre vide ou pleine de gaz liquéfié. Voici les résultats.

Gaz.	Température.	Lumière employée.	Indice.
Cyanogène	13°	Soleil.	1,325
	13	Flamme du sodium.	1,320
Acide carbonique.	18,5	Soleil.	1,168
	19	Flamme du sodium.	1,163
Ammoniaque....	17,5	Soleil.	1,314

M. Bleekrode rapproche le nombre qu'il a obtenu pour l'acide carbonique de l'indice attribué en 1826, par Brewster ([1]), à un liquide enfermé dans une cavité d'une topaze du Brésil, et croit pouvoir conclure que le liquide de Brewster était bien de l'acide carbonique.

Il indique enfin qu'il a mesuré, à l'aide de son appareil, l'indice du zinc-éthyle, et qu'il l'a trouvé égal à 1,489. Cette dernière détermination doit son intérêt à ce que le zinc-éthyle, spontanément inflammable, est par cela même assez difficile à manier.

E. BOUTY.

([1]) *Trans. of the royal Soc. of Edinburgh*, t. X, p. 407.

PIERRE CHAPPUIS. — Ueber die Verdichtung der Gase auf Glasoberflächen (Sur la condensation des gaz à la surface du verre); *Annalen der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. VIII, p. 1 et 671.

Pour déterminer la quantité de gaz qui peut être condensée, sous la pression ordinaire de l'atmosphère, à la surface du verre, l'auteur suit un procédé analogue à celui qui fut autrefois employé par Magnus (¹) pour de semblables recherches.

Il échauffe une certaine masse de gaz en contact avec une grande surface vitreuse, la dilatation se faisant à pression constante entre 0° et T°. Le volume à T° étant mesuré, on peut, connaissant le coefficient de dilatation, calculer le volume que le gaz occuperait à 0°. La différence entre le volume ainsi calculé et le volume réel mesuré directement donne immédiatement la quantité de gaz condensé sur la paroi vitreuse.

Généralement les températures extrêmes auxquelles on soumettait le gaz pour mesurer la dilatation étaient 0° et 180°, cette dernière température étant obtenue au moyen d'un bain de vapeur d'aniline.

Pour obtenir une surface de verre considérable, on introduisait dans le vase contenant le gaz un grand nombre de fils de verre, de telle façon que la surface vitreuse en contact avec le gaz était $1^{mq},6752$.

L'auteur arrive à ce résultat que la surface en question abandonne entre 0° et 180° :

Gaz hydrogène....	$0^{cc},45$	Acide sulfureux....	$1^{cc},03$
Air.............	$0^{cc},58$	Ammoniaque......	$1^{cc},41$

Si l'on recommence l'expérience avec l'ammoniaque en échauffant la masse gazeuse de 0° à 100° seulement, on trouve que le volume de gaz abandonné par la même surface vitreuse est $0^{cc},63$, nombre plus petit que celui qui a été obtenu entre 0° et 180°. Cela montre qu'à 100° il reste encore du gaz adhérent aux parois du vase en verre.

(¹) *Pogg. Ann.*, t. LXXXIX, p. 604; 1853.

Dans le cours de son travail, l'auteur a déterminé le coefficient de dilatation de l'ammoniaque sous pression constante, détermination qui n'avait pas encore été faite.

Il trouve ainsi :

Entre 0° et 100°..... $\alpha = 0,003802$
Entre 0° et 180°...... $\alpha = 0,003796$

E. Bichat.

FR. KLOCKE. — Ueber die optische Structur des Eises (Structure optique de la glace); *Neues Jahrb. f. Min.*, p. 272; 1879.

M. Bertin a montré que l'axe optique de la glace est perpendiculaire à la surface par laquelle le liquide se refroidit et que la couche même de glace qui se forme d'abord présente une cristallisation confuse qui s'arrange peu à peu à mesure que l'épaisseur augmente. M. Klocke vérifie la première partie de cette loi avec de l'eau tranquille dans un mélange réfrigérant; seulement les fleurs qui se forment d'abord sur les parois latérales du vase ont leur axe parallèle à cette paroi. Quant à la seconde partie, il trouve au contraire que les premières aiguilles qui flottent à la surface du liquide sont parallèles à l'axe principal et recouvrent, en conservant cette direction, toute la surface de la plaque dont l'axe est perpendiculaire à la surface. Lorsque la glace se forme rapidement, elle présente parfois une cristallisation confuse, par exemple dans des glaçons formés sur la mer.

Les fleurs de glace sur les vitres sont composées de petits cristaux dont l'axe est parallèle à la surface des vitres; les rayons des étoiles de neige et de givre sont toujours dans la direction des axes secondaires.

Dans les plaques qui contiennent des cristaux disposés irrégulièrement, la croix noire observée dans la lumière polarisée se décompose quelquefois en deux branches d'hyperbole. Cette modification est due à une pression latérale; on peut la reproduire en comprimant la glace entre les doigts. Dans ce cas, le cristal reste positif.

C. Daguenet.

H. KAYSER. — Ueber den Einfluss der Temperatur auf Stimmgabeln (Influence de la température sur les diapasons); *Ann. der Physik und Chemie,* nouvelle série, t. VIII, p. 444; 1879.

Le nombre des vibrations d'un diapason est une fonction linéaire de la température entre 0° et 30°. L'influence de la température est d'autant plus grande que le ton du diapason est plus élevé; le changement de ton est à peu près proportionnel à la racine carrée du nombre des vibrations. L'élasticité de l'acier augmente avec la température entre 0° et 30°. E. GRIPON.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XIX. — Février 1880.

A. CROVA. — *Mesure de l'intensité calorifique des radiations solaires et de leur absorption par l'atmosphère terrestre,* p. 167.

W. CROOKES. — *Sur la matière radiante,* p. 195.

A. BERTIN. — *Sur les machines à faire le vide et sur la jauge de Mc Leod,* p. 231.

L. VARENNE. — *Recherches sur la passivité du fer,* p. 251.

G. OFFRET. — *Note sur la densité de l'oxygène liquéfié,* p. 271.

Annalen der Physik und Chemie.

Nouvelle série. — Tome IX. — N° 2. — Année 1880.

W. GIESE. — *Sur le résidu des bouteilles de Leyde relatif à une différence de potentiel constante des deux armatures,* p. 161.

A. WINKELMANN. — *Relation entre la pression, la température et la densité des vapeurs saturées d'eau et d'autres liquides,* p. 208.

K. EXNER. — *Sur les anneaux de Newton produits par la diffusion,* p. 239.

J. FRÖHLICH. — *Remarques sur les lois fondamentales de l'électrodynamique proposées par Clausius, Riemann et Weber,* p. 261.

K. SCHERING. — *Théorie générale de l'action d'un multiplicateur sur un aimant,* p. 287.

E. REUSCH. — *Coefficient d'élasticité du fer,* p. 329.

P. SCHÖNEMANN. — *Le pendule croisé; appareil pour la production graphique des courbes de vibration,* p. 334.

MESURE DES FORCES ÉLECTROMOTRICES DES PILES ET DES FORCES ÉLECTROMOTRICES DE CONTACT DES MÉTAUX;

PAR M. H. PELLAT.

I.

La méthode que j'emploie pour mesurer la force électromotrice de contact des métaux est intimement liée à celle qui me sert à déterminer la force électromotrice des piles. C'est pour cela que je commencerai par décrire cette dernière méthode, qui, du reste, présente quelques avantages sur celles qui, jusqu'ici, ont été employées dans le même but.

Le principe de la méthode consiste à opposer à l'élément en expérience une force électromotrice variable à volonté par degrés continus et constamment connue par une simple lecture, jusqu'à ce qu'il y ait compensation exacte.

La valeur connue de la force électromotrice compensatrice est alors égale et de signe contraire à celle de l'élément.

Pour obtenir une force électromotrice variable à volonté et constamment connue, je fais passer un courant constant dans le fil de platine d'un rhéostat de Pouillet; entre l'extrémité du fil correspondant au zéro de la graduation et le curseur existe une différence de potentiel proportionnelle à la distance qui sépare le curseur du zéro, c'est-à-dire proportionnelle à la lecture de la position du curseur, si le fil présente la même résistance par unité de longueur, ce qui est très facile à réaliser. La borne correspondant au zéro du fil et celle du curseur se comportent alors comme les deux électrodes d'un élément de pile (en circuit ouvert), mais d'une pile dont la force électromotrice est variable à volonté par degrés continus.

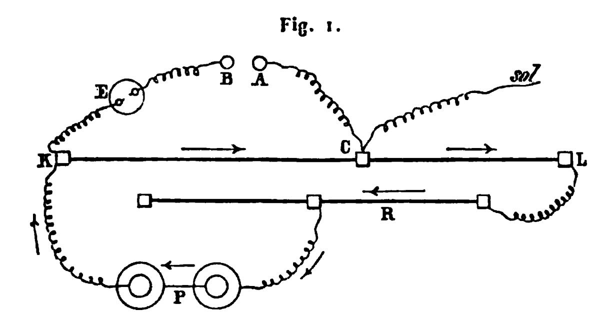
Je désignerai cet appareil sous le nom de *compensateur*.

Pour apprécier l'égalité entre les deux forces électromotrices opposées, je me sers de l'électromètre capillaire de M. Lippmann, fonctionnant ici comme électroscope. Cet instrument est d'une sensibilité merveilleuse pour juger de l'égalité entre deux forces électromotrices très voisines, car il permet d'apprécier une différence de potentiel inférieure à $\frac{1}{10000}$ de daniell.

Voici maintenant la disposition expérimentale adoptée. Le curseur C (*fig.* 1) du compensateur KL communique d'une façon permanente avec le sol et avec l'une des bornes A de l'électromètre capillaire. Le zéro du compensateur K communique avec la seconde borne B de l'électromètre, soit directement, soit par l'intermédiaire de l'élément E dont on veut mesurer la force électromotrice, soit enfin par l'intermédiaire de 1 élément Latimer-Clark servant d'étalon (1^{volt}, 457).

Ces changements s'opèrent très rapidement à l'aide d'un commutateur qui n'est pas représenté sur la figure.

Fig. 1.



Le courant est fourni par 2 éléments Daniell grand modèle P et traverse le fil du compensateur KL et le fil d'un rhéostat R qui n'a pas besoin de graduation et dont nous allons voir l'usage.

Pour faire une expérience, on amène le curseur C au zéro K du compensateur; cette extrémité K du fil correspondant directement avec la borne B, les deux bornes A et B de l'électromètre présentent alors une différence de potentiel nulle. On règle la position du microscope de l'électromètre de façon que l'image du ménisque mercuriel soit tangente au fil du réticule oculaire.

L'électromètre étant ainsi réglé, on amène le curseur vers l'extrémité L, vis-à-vis de la division 1000 de la règle [1], on oppose en E au compensateur l'élément étalon (Latimer-Clark), et l'on fait varier à l'aide du rhéostat R l'intensité du courant jusqu'à ce que le ménisque mercuriel redevienne tangent au fil du réticule.

---

[1] Pendant ces changements, un interrupteur intercepte la communication entre C et A, pour que l'instrument ne soit pas blessé par une trop grande différence de potentiel entre les deux bornes.

La différence de potentiel entre A et B étant nulle de nouveau, la différence de potentiel entre le point o et le point 1000 du fil du compensateur a été rendue juste égale à 1 latimer-clark. Le compensateur est alors réglé. Pour mesurer la force électromotrice de 1 élément, on le substitue en E au latimer-clark et l'on fait courir le curseur jusqu'à ce que le ménisque mercuriel redevienne tangent au fil du réticule. La lecture de la position du curseur donnera en millièmes de latimer-clark la valeur de la force électromotrice de l'élément.

Comme on le voit, à part quelques modifications de détail, cette méthode est celle de du Bois-Reymond, dans laquelle l'électromètre de M. Lippmann remplace le galvanomètre; mais cette substitution présente de sérieux avantages. En premier lieu, le circuit dans lequel se trouve l'élément n'étant jamais fermé, il n'y a aucune crainte de le polariser soit dans un sens, soit dans un autre, ce qui arrive presque infailliblement dans toute méthode fondée sur l'emploi d'un galvanomètre.

Les mesures sont très rapides, parce que la colonne mercurielle arrive sans oscillation à sa position d'équilibre; une détermination ne demande pas une demi-minute.

Enfin, la sensibilité de la méthode est indépendante de la résistance de l'élément : j'ai pu mesurer facilement la force électromotrice de piles présentant environ 10 millions d'ohms de résistance et qui ne donnaient aucun courant sensible à un galvanomètre.

Cette sensibilité est du reste très grande; pour de faibles forces électromotrices, elle peut atteindre jusqu'à $\frac{1}{10000}$ de daniell. Pour des forces plus considérables, exigeant une longueur notable du fil du compensateur, la précision atteint encore $\frac{1}{2000}$ de latimer-clark (un demi-millimètre de la règle). Les légères oscillations du courant et le défaut d'homogénéité du fil empêchent d'aller au delà.

II.

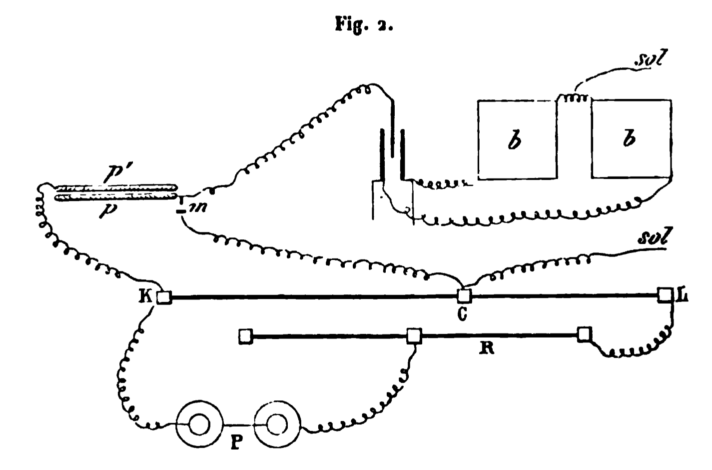
La méthode que j'emploie pour mesurer la force électromotrice de contact de deux métaux est, je crois, entièrement nouvelle, et permet d'atteindre une précision supérieure à celle des méthodes usitées jusqu'à présent.

C'est une méthode de compensation.

On sait que, lorsque deux métaux sont réunis par un fil métallique, ils prennent une différence de potentiel égale à celle qu'ils prendraient par leur contact direct. Le fait est évident si le fil est de même nature que l'un des deux métaux; il subsiste encore si le fil est de nature différente, en vertu de la deuxième loi de Volta, fondée sur l'impossibilité d'avoir un courant dans une chaîne fermée, entièrement métallique, dont toutes les soudures sont à la même température.

Appelons (a) cette différence de potentiel, qui est précisément la quantité que nous voulons mesurer; supposons maintenant le fil coupé en un point, et introduisons entre les deux extrémités du fil, précédemment en contact, une différence de potentiel (e) à l'aide du compensateur; il est clair que la différence de potentiel entre les deux métaux deviendra $(a+e)$. Faisons varier (e) jusqu'à ce que $a+e=0$; on aura alors $a=-e$, ce qui donnera la valeur de la quantité (a), puisque (e) est constamment connu.

Fig. 2.



Il me reste à indiquer comment on apprécie l'égalité de potentiel entre les deux métaux.

Pour cela, ceux-ci constituent deux plateaux formant les deux armatures d'un condensateur à lame d'air (ou d'un gaz quelconque) très mince. Tant que les deux plateaux ne seront pas au même potentiel, ils se chargeront d'électricité, et après avoir interrompu les communications, si on les écarte et que l'on mette l'un d'eux

en relation avec un électroscope sensible, celui-ci accusera la charge; mais, quand ils auront été amenés au même potentiel, la charge sera nulle et il n'y aura aucune déviation.

Tel est le principe de la méthode; voici maintenant la disposition expérimentale.

Les deux plateaux p et p' (*fig.* 2) sont disposés horizontalement l'un au-dessus de l'autre; tous les deux sont isolés; le plateau supérieur p' est seul mobile et communique d'une façon permanente avec le zéro K du fil du compensateur. Le second plateau p est fixe; il communique d'une façon permanente avec la feuille d'or d'un électromètre de M. Hankel ([1]), fonctionnant ici comme électroscope. Quand les deux plateaux sont rapprochés, le plateau p communique avec le curseur du compensateur, par conséquent avec le sol, ou plus exactement avec les écrans électriques qui entourent le système des deux plateaux. Une fraction de seconde avant l'écartement des plateaux, cette communication est interrompue et le plateau p ne communique plus qu'avec l'électroscope. Quand le plateau supérieur est abaissé pour recommencer une nouvelle expérience, cette communication se rétablit d'elle-même.

Pour faire une détermination, on amène d'abord le curseur C au zéro K du compensateur; comme il y a une longueur nulle du fil du compensateur comprise entre les extrémités des fils aboutissant aux deux plateaux, ceux-ci se chargent alors en vertu de la différence de potentiel qu'ils prendraient par leur contact direct : si l'on écarte le plateau supérieur, la feuille d'or diverge d'un certain côté.

Recommençons l'expérience après avoir un peu éloigné le curseur du zéro; si le courant passe dans un sens convenable, la différence de potentiel sera diminuée et la feuille d'or divergera moins par l'écartement. On arrive aisément à trouver une position du curseur pour laquelle l'écartement des plateaux laisse la feuille

---

([1]) Cet électromètre est une modification de celui de Bohnenberger. Il consiste en une feuille d'or suspendue entre deux plateaux attractifs, portés à des potentiels égaux et de signes contraires par les deux pôles d'une batterie bb de 100 à 200 éléments Volta, dont l'élément du milieu communique avec le sol. La tranche de la feuille d'or est regardée avec un microscope portant un micromètre oculaire. L'écartement des plateaux règle la sensibilité de l'électromètre, qui peut être accrue indéfiniment.

d'or au repos; le curseur, étant un peu au delà ou un peu en deçà de cette position d'écartement, détermine une déviation de sens contraire.

D'après ce que nous avons vu, la lecture de cette position du curseur donnera immédiatement en millièmes de latimer-clark la valeur de la force électromotrice de contact des métaux qui constituent les deux plateaux.

Le tâtonnement régulier que nécessite chaque détermination a la plus grande analogie avec celui d'une pesée précise, sauf qu'il exige beaucoup moins de temps.

On juge par l'opération même de la précision de la mesure, et, si elle n'est pas suffisante, il n'y a qu'à augmenter la sensibilité de l'électroscope ou à rapprocher davantage les plateaux. Cette précision peut atteindre $\frac{1}{1000}$ de latimer-clark.

Comme on le voit, l'exactitude d'une mesure est indépendante : 1° de la sensibilité de l'électroscope, 2° de la force condensante du condensateur formé par les deux plateaux, par conséquent indépendante de leur distance, soit dans la position rapprochée, soit dans la position éloignée, indépendante de la constante diélectrique du gaz interposé.

Jusqu'ici toutes les déterminations de forces électromotrices de contact, étant faites en mesurant une charge électrique, dépendaient de la sensibilité de l'électromètre et de la force condensante; or il est très difficile de rendre suffisamment constantes ces deux quantités, même pour deux mesures consécutives.

III.

Les mesures électroscopiques sont les seules (1) capables de déterminer les forces électromotrices de contact; mais répondent-elles bien au but qu'on se propose ? C'est ce qu'il est bon d'examiner.

Dans toutes ces mesures, quelle que soit la disposition expérimentale adoptée, on se sert d'un condensateur formé par les mé-

---

(1) Voir *De l'effet Peltier dans la mesure des forces électromotrices de contact* (*Journal de Physique*, t. IX, p. 122).

taux à étudier, séparés par une lame isolante généralement gazeuse. Ce qu'on mesure au juste est la différence de potentiel que prennent les *armatures* de ce condensateur quand les métaux sont rejoints métalliquement; en particulier, dans la méthode qui vient d'être exposée, c'est cette quantité que l'on compense. Or, est-ce bien là la différence de potentiel des métaux? Évidemment oui si les armatures sont bien constituées par les métaux mêmes; mais rien n'est moins prouvé.

On sait effectivement que dans un condensateur les charges électriques quittent les surfaces métalliques pour se porter en grande partie sur les faces opposées de la lame isolante qui deviennent ainsi les véritables armatures du condensateur. Ainsi donc, la seule quantité accessible à l'expérience dans ces sortes de mesures est la différence de potentiel que prennent les faces opposées de la lame isolante quand on rejoint métalliquement les métaux. Pour qu'il n'en fût pas ainsi, il faudrait que le diélectrique jouît d'un pouvoir isolant absolu. Désignons par le symbole $A|B$ la différence de potentiel que présentent au contact deux corps A et B. Appelons I la substance isolante, M et M′ les deux métaux, V et V′ les potentiels des faces opposées de la lame isolante quand les métaux communiquent métalliquement entre eux; on a, par définition, pour le potentiel du métal M la valeur $V + I|M$, pour celui de M′ la valeur $V + I|M + M|M'$, et enfin pour celui de la deuxième face de l'isolant $V + I|M + M|M' + M'|I$, d'où

$$V' = V + I|M + M|M' + M'|I$$

et

$$V' - V = I|M + M|M' + M'|I.$$

Ainsi donc, ce qu'on mesure $(V' - V)$ est vraisemblablement la somme de trois forces électromotrices de contact, et, si $I|M + M'|I$ n'est pas nul, ce que rien ne nous autorise à admettre *a priori*, la force électromotrice de contact *apparente* $(V' - V)$ diffère de la force électromotrice *vraie* $M|M'$.

Il est donc probable que la nature de la lame isolante doit influencer les mesures électroscopiques.

Une autre remarque doit encore être faite : les métaux que nous avons désignés par M et M′ sont ceux qui forment la couche la plus superficielle des faces métalliques en regard, d'après la deuxième

loi de Volta; toute cause qui tend à modifier physiquement ou chimiquement la surface de ces métaux peut modifier aussi la valeur de (V — V′). En particulier, les gaz condensés par les surfaces métalliques peuvent peut-être changer assez celle-ci pour influencer d'une façon sensible le phénomène.

C'est ce qui m'a engagé à faire varier les gaz qui séparent les plateaux dans mes expériences, et j'ai reconnu qu'effectivement la nature et la pression du gaz ont une influence sensible sur la valeur de la force électromotrice de contact apparente, mais que cette influence reste comprise entre des limites *très faibles* par rapport à la valeur totale. Il résulterait de là que la valeur vraie de la force électromotrice de contact serait très voisine de la valeur apparente.

J'ai constaté aussi que deux métaux de même nature chimique, mais à des températures différentes, présentaient une certaine force électromotrice de contact, et que celle-ci est d'un ordre de grandeur bien supérieur (50 à 100 fois) à celui des forces électromotrices thermo-électriques moyennes pour les mêmes intervalles de température.

Je crois que ces deux phénomènes n'avaient pas encore été constatés expérimentalement. Leur étude est poursuivie.

ÉTUDE DES PRISMES POLARISEURS EMPLOYÉS DANS LES OBSERVATIONS PHOTOMÉTRIQUES;

PAR M. A. CROVA.

Le prisme ordinaire de Nicol se compose, comme on le sait, d'un parallélépipède de spath limité par des faces parallèles aux faces naturelles, et que l'on a coupé en deux par un plan perpendiculaire à la section principale et passant par deux sommets obtus opposés. Les deux faces de la section sont polies, puis réunies l'une à l'autre par du baume du Canada, dont l'indice 1,549 est intermédiaire entre les indices ordinaire et extraordinaire du spath. Pour une incidence convenable, le rayon ordinaire, dont l'indice est le plus grand, subit le premier la réflexion totale sur la couche

oblique de baume; le rayon extraordinaire passe seul et forme le commencement du champ polarisé; sous une incidence plus grande, la réflexion totale du rayon extraordinaire termine le champ polarisé. Si l'on place deux nicols à la suite l'un de l'autre, la direction de leurs bases, oblique par rapport à l'axe, occasionne à leur surface des pertes par réflexion, variables avec l'angle que fait le plan de polarisation de la lumière incidente avec le plan d'incidence sur la face d'entrée du second nicol, c'est-à-dire avec l'angle des sections droites des deux prismes; l'angle du faisceau polarisé est d'environ 21°, et la perte moyenne de lumière par réflexion sur les faces obliques est à peu près de 8 pour 100.

Dans les prismes de Foucault, la couche de baume est remplacée par une mince lame d'air; la valeur de l'angle d'incidence pour lequel la réflexion totale a lieu étant moindre quand les rayons arrivent sur la lame d'air que lorsqu'ils rencontrent la couche de baume du Canada, on peut donner au prisme une longueur moindre et économiser ainsi le spath.

Dans ces prismes, l'obliquité des faces d'entrée et de sortie occasionne comme dans le précédent des pertes variables de lumière, qui sont augmentées de celles qui ont lieu aux surfaces de la couche d'air qui sépare les deux moitiés du prisme, en sorte que la perte totale de lumière est, dans ce prisme, à peu près double de celle des nicols. Son champ est d'environ 8°; ses deux limites sont bordées d'une bande de lumière rouge due à ce que la réflexion totale ordinaire et extraordinaire a lieu d'abord pour les rayons les plus réfrangibles.

Dans les nicols ordinaires, la première bande est rouge et la seconde bleue; ces deux bandes colorées ayant une séparation angulaire de 21°, la lumière diffuse qu'elles peuvent répandre dans le champ polarisé exerce une influence beaucoup moindre que dans les prismes de Foucault, dans lesquels l'intensité des bandes colorées est plus vive et leur distance angulaire moindre; cet effet est d'autant plus sensible que le champ de vision est plus étendu; peu sensible avec des lumières de faible intensité, il est plus marqué lorsqu'on fait usage de la lumière solaire.

Le polariseur que construit M. Hoffmann paraît être un Foucault à faces normales; M. Duboscq construit aussi un polariseur Foucault à faces normales dont la taille exige peu de spath. Ces polariseurs

sont préférables aux Foucault à faces obliques, mais ils conservent le défaut dont nous venons de parler, c'est-à-dire une perte de lumière supérieure à celle des nicols et un champ plus faible bordé de deux bandes d'un rouge vif; ce défaut est du reste grandement atténué lorsqu'on ne leur demande qu'un champ très faible et que l'on n'a pas à se préoccuper de la perte de lumière. M. Prazmowski construit un polariseur qui est un nicol à faces normales à l'axe du prisme, dont les deux moitiés sont collées à l'huile de lin ; il exige de plus gros morceaux de spath, et son collage est long et difficile; mais, pour les observations photométriques, il me paraît avoir sur les précédents quelques avantages qui en feront adopter l'usage dans certains cas.

En effet, la couche d'huile de lin qui réunit les deux moitiés du spath n'occasionne, comme la couche de baume du Canada des prismes de Nicol, presque aucune perte de lumière ; son indice 1,485 étant à peu près égal à l'indice extraordinaire du spath (1,483 à 1,498 de A à H), le champ polarisé est limité d'un côté, comme dans les nicols, au point où commence la réflexion totale du rayon ordinaire, par une bande rouge ; mais la seconde limite, qui correspond à la réflexion totale du rayon extraordinaire, est rejetée en dehors du champ de vision ; la valeur angulaire du champ polarisé se trouve agrandie par cette cause ; elle est de 31° dans les prismes dont j'ai fait usage. L'augmentation du champ, l'écartement angulaire de la seule bande colorée qui persiste et la direction de ses bases, normale à l'axe, sont des qualités qui doivent être appréciées dans certains cas.

L'axe du faisceau polarisé transmis par le nicol mobile des appareils photométriques coïncide rarement avec son axe de rotation, de sorte que l'angle dont on a fait tourner l'alidade ne mesure pas exactement celui dont a tourné le plan de polarisation. M. Backhuyzen a étudié cette cause d'erreur et démontré qu'on l'élimine complètement en prenant la moyenne de quatre observations faites dans les quatre quadrants ou, plus simplement, la moyenne de deux observations faites dans deux quadrants opposés.

SUR L'ILLUMINATION DES ÉLECTRODES [1];

PAR M. R. COLLEY,
Professeur de Physique à l'Université de Kasan.

On sait que, quand on emploie un courant très intense dans l'électrolyse de l'eau acidulée par exemple, on observe les phénomènes suivants. Si l'une des électrodes, particulièrement l'électrode négative, présente une petite surface, si elle est formée, par exemple, d'un fil de platine plongeant dans le liquide à une profondeur peu considérable, l'électrolyse de l'eau acidulée, d'abord tumultueuse, cesse subitement à un certain moment, ou du moins devient presque insensible; en même temps on voit l'électrode (négative) se recouvrir d'une espèce de gaîne lumineuse de couleur bleuâtre, scintillante, accompagnée d'un bruit de crépitation particulier. Une élévation de la température du liquide favorise beaucoup l'apparition du phénomène; on peut dans ce but ou chauffer le liquide avec une lampe ou attendre qu'il s'échauffe de lui-même par l'action du courant. On peut provoquer le même phénomène sur l'électrode positive, mais il faut pour cela, toutes choses égales d'ailleurs, un courant plus fort; la lumière est moins brillante, présente une teinte rougeâtre, et le phénomène se complique par l'incandescence du métal de l'électrode, ce qu'on n'observe généralement pas sur l'électrode négative, à moins que le fil plongeant dans le liquide ne soit très mince et le courant extrêmement puissant.

Les phénomènes décrits plus haut, ainsi que d'autres qui leur sont intimement liés, ont été observés par Mackrell, Hare, Grove, Quet [2], Van der Willigen [3], et plus récemment par Planté [4], Righi [5] et Slouguinoff [6].

---

(1) Extrait par l'auteur d'un article publié dans le *Journal* (russe) *de la Société physico-chimique de Saint-Pétersbourg*.

(2) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XXXVI, p. 1130.

(3) *Pogg. Ann.*, t. XCIII, p. 285.

(4) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXX, p. 1133; t. LXXXV, p. 619.

(5) *Il nuovo Cimento*, 3e série, t. I, p. 267; 1877.

(6) *Journal de la Société physico-chimique de Saint-Pétersbourg*, t. X, p. 241.

Righi est parvenu à produire le phénomène dans des conditions quelque peu différentes de celles des autres expérimentateurs. Il plongeait dans un vase contenant de l'eau acidulée un deuxième vase rempli du même liquide et muni d'une petite fente très mince; lorsque les vases communiquaient avec les pôles d'une forte pile, on voyait dans l'intérieur de la fente une lueur semblable à celle qui se produit sur les électrodes.

On doit à Slouguinoff L'observation importante que, lors de l'illumination des électrodes, le courant n'est pas continu, mais intermittent. Si l'on suppose en outre que le temps pendant lequel il passe est très court en comparaison de celui pendant lequel il ne passe pas, on se rendra compte de l'interruption presque complète de l'électrolyse et de la diminution de la déviation d'un galvanomètre introduit dans le circuit, constatée par plusieurs expérimentateurs.

Dans le présent travail, j'ai eu pour but principal : 1° de rechercher la cause des intermittences du courant; 2° d'étudier le spectre de la lumière des électrodes; et 3° de donner, en m'appuyant sur les résultats des recherches précédentes, une explication plausible du phénomène. Je me suis borné presque exclusivement à l'étude de la lumière de l'électrode négative, qui présente plus d'éclat, et par cette raison s'observe plus facilement.

Pour élucider la première question, j'ai examiné la lueur de l'électrode négative au moyen d'un miroir tournant faisant douze à quinze tours par seconde. Le phénomène présentait l'aspect suivant. Sur un fond faiblement éclairé, on voyait comme une multitude d'étoiles brillantes, apparaissant pour un instant, pour s'éteindre ensuite, distribuées sans aucune régularité apparente. A un instant donné, l'aspect du phénomène ressemblait à celui du ciel par une nuit sombre et sereine; il ne s'en distinguait que par le groupement continuellement changeant des étoiles. Il est évident que le phénomène ne peut présenter l'apparence décrite que dans le cas où la lueur est formée d'étincelles isolées, éclatant successivement sur divers points de la surface de l'électrode. On comprend aisément que le courant doit être intermittent et que le temps de son passage est très petit en comparaison de celui pendant lequel il ne passe pas, la multiplicité des étincelles ne compensant pas leur durée très courte.

Le spectre de l'électrode négative est composé de raies brillantes. En employant de l'acide sulfurique étendu et une électrode de platine, on distingue d'abord la raie rouge et la raie bleue de l'hydrogène, dont la première est assez brillante. Avec des solutions de chlorure de sodium ou de chlorure de lithium, on observe, outre les raies de l'hydrogène, les raies caractéristiques de ces métaux et, quand le courant est suffisamment énergique, non seulement la raie rouge, mais aussi la raie orangée du lithium. On voit encore dans la partie moyenne du spectre, principalement dans le vert, plusieurs raies brillantes, dont quelques-unes sont indubitablement des raies du platine. On pouvait prévoir leur apparition, car l'expérience prouve que l'électrode est peu à peu désagrégée par le passage des décharges, et le liquide se trouble par la présence d'une poudre noire très fine, qui ne peut être autre chose que du noir de platine.

Le Tableau suivant contient les longueurs d'onde, en millioniènes de millimètre, des raies les plus brillantes qui se trouvent dans la partie moyenne du spectre. Les lettres *tf*, *f* et *m* désignent des raies très fortes, fortes et moyennes. Dans la troisième colonne sont consignées les longueurs d'onde de quelques raies du platine déterminées par M. Lecoq de Boisbaudran ([1]), très probablement identiques avec les miennes.

Lignes.	λ.	λ (Lecoq de Boisbaudran).
1. *m*	505,4	505,9
2. *tf*	510,2	»
3. *f*	515,4	»
4. *tf*	522,3	522,8
5. *f*	530,6	530,2
6. *m*	539,5	539,4
7. *f* ([2])	548,0	547,6
8. *tf*	565,0	»

On voit qu'outre les raies du platine, au nombre de cinq, on en observe d'autres encore, dont l'origine m'est inconnue. Il est possible qu'elles soient dues à des impuretés du platine du commerce.

([1]) *Spectres lumineux*, p. 182. Paris, Gauthier-Villars, 1874.

([2]) Ligne double.

En remplaçant l'électrode de platine par une électrode d'argent, l'aspect du spectre change complètement; les raies du platine disparaissent, et l'on voit apparaître les deux raies vert-pomme qui caractérisent l'argent.

Les résultats précédents prouvent que le spectre de l'électrode négative présente un caractère mixte, tenant à la fois du liquide et de la substance de l'électrode. Le courant que j'employais dans ces recherches provenait d'une pile de Bunsen de 96 éléments fraîchement chargés. Avec un courant plus faible, les phénomènes présentent un éclat beaucoup moindre.

Je n'ai pas réussi à observer un spectre suffisamment intense de la lueur dans une fente, produite par le procédé de M. Righi, pour pouvoir déterminer la position des raies brillantes.

Quelle est maintenant l'explication la plus probable du phénomène de l'illumination des électrodes? Les expériences avec le miroir tournant prouvent que nous avons affaire à des décharges en forme d'étincelles à travers une couche isolante entourant l'électrode, et la séparant du liquide environnant. Il reste à expliquer la formation d'une pareille couche.

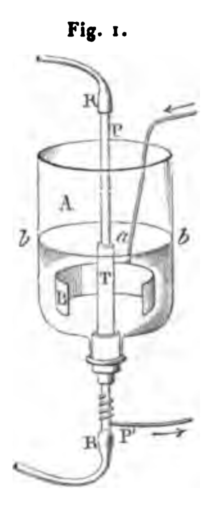
Quelques physiciens ont émis l'idée que l'électrode s'échauffe considérablement pendant ce phénomène et que le liquide qui l'entoure prend l'état sphéroïdal et reste séparé d'elle par une couche de vapeur. Il peut arriver quelquefois, en effet, en employant un courant très énergique, que l'électrode devienne incandescente et que le liquide cesse de la mouiller. Cet état peut durer plusieurs secondes après l'interruption du courant; mais c'est là un fait purement accidentel. L'expérience suivante, sans décider la nature de la couche isolante, que je crois en effet constituée par de la vapeur d'eau, prouve au moins que l'illumination peut se produire sur une électrode tout à fait froide.

Un flacon renversé A sans fond (*fig.* 1) est muni d'un bouchon de liège à travers lequel passe le tube de verre T. Dans l'intérieur de celui-ci est mastiqué avec de la gomme laque un deuxième tube de platine PP'. Un courant d'eau froide circule continuellement par le tube PP'. Le flacon A est rempli d'eau acidulée jusqu'au niveau *hh*, qui dépasse de $0^m,001$ environ la hauteur du tube T, de sorte que le liquide est en contact avec PP' sur un espace annulaire *a* très petit. La lame de platine B sert d'électrode

positive et le tube PP′ d'électrode négative. En faisant passer à travers l'appareil un courant de 90 à 100 couples de Bunsen, on voit se produire une lueur intense sur l'espace annulaire *a*. Le tube PP′ ayant des parois très minces, l'électrode ne peut avoir dans cette expérience qu'une température peu supérieure à celle de l'eau froide qui circule à l'intérieur du tube.

Il me paraît plus naturel de chercher la cause de la production de vapeur, non dans la haute température de l'électrode, mais dans

Fig. 1.



celle du liquide qui l'entoure immédiatement. En effet, la conductibilité du fil métallique servant d'électrode étant très grande, comparée à celle du liquide, le fil peut être considéré, dans la partie immergée, comme ayant le même potentiel dans tous ses points. Dès lors, si nous imaginons une couche mince du liquide entourant l'électrode, elle sera traversée par le courant dans le sens de la normale, et, en conséquence de sa petite surface et de sa conductibilité comparativement mauvaise, elle présentera une résistance considérable au passage du courant. En s'éloignant de l'électrode, les couches successives présenteront une surface de plus en plus grande et, par conséquent, une résistance moindre. La chaleur développée par le courant dans diverses parties du circuit est proportionnelle à leur résistance; par suite, on voit qu'une partie considérable de cette chaleur doit se dégager dans la couche entourant l'électrode, et il est possible qu'elle puisse la porter jus-

qu'au point d'ébullition. Un calcul approximatif fort simple prouve qu'avec une pile de 100 couples Bunsen, de l'eau acidulée contenant 5 pour 100 d'acide sulfurique, et une électrode de 10^{mmq} de surface, il suffit d'un temps de $1^s,3$ pour porter la couche liquide entourant immédiatement l'électrode de 20° à 100° C.; il est évident que ce temps sera plus petit encore si ce liquide est préalablement chauffé. Comme l'électrolyse ne cesse jamais complètement, l'électrode est toujours entourée de gaz, en train de se dégager, qui peut servir de germe pour la formation d'une couche de vapeurs. Celle-ci une fois formée, les décharges se font par étincelles, et la presque totalité de la chaleur développée par le courant se dégage dans cette couche et chauffe par contact le liquide environnant, ainsi que l'électrode, si cette dernière n'est pas refroidie artificiellement, comme dans l'expérience décrite plus haut.

Le procédé de M. Righi pour produire une lueur au milieu du liquide parle en faveur de l'explication que je viens de donner. Le liquide dans la fente, présentant une grande résistance, s'échauffe et se vaporise, et le courant passe en forme d'étincelles par l'interruption formée.

NOTE SUR UN NOUVEL ÉLECTROMÈTRE CAPILLAIRE;

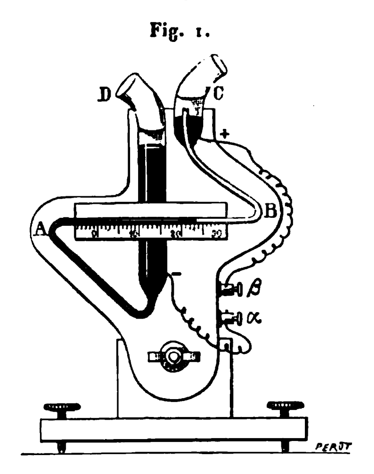
PAR M. E. DEBRUN.

En répétant la première expérience de M. Lippmann, je me suis aperçu que, dans un tube de $0^m,001$ de diamètre, le changement de niveau du mercure était de $0^m,003$ pour une variation de force électromotrice de 1 volt (de 0^{volt} à 1^{volt}). Or, pour rendre l'appareil sensible, il suffisait d'amplifier les déviations de la colonne. M. Lippmann a employé un microscope; le problème est dans ce cas parfaitement résolu. J'ai pensé au contraire qu'en inclinant le tube suffisamment on aurait la sensibilité que l'on désirait. Dans mes premiers essais j'employais des tubes cylindriques; dans ce cas, le zéro était un peu incertain. Maintenant j'emploie des tubes coniques et l'électromètre fonctionne à souhait.

J'ai donc construit l'appareil suivant (*fig.* 1). Un tube de verre

de $0^m,007$ de diamètre a été étiré de manière à présenter un tube capillaire d'un diamètre d'un fort millimètre environ, légèrement conique, et de $0^m,2$ de long. Le tube capillaire a été retourné en zig zag, comme dans la figure ci-jointe. La branche capillaire AB doit avoir environ $0^m,1$ de long et fait à peu près un angle de 8° à 10° avec le tube vertical. A la quatrième courbure le tube capillaire a été redressé de manière à être vertical et il traverse le fond d'une cuvette en verre de $0^m,007$ de diamètre. Dans le fond est

Fig. 1.



mastiqué le fil de platine β qui amènera l'électricité positive. Un fil α destiné à amener l'électricité négative est soudé dans le tube D. Derrière le tube AB est placée une planchette divisée en millimètres.

Toute cette verrerie est placée sur un support articulé qui permet de donner à AB l'inclinaison que l'on désire, car c'est uniquement de cette inclinaison que dépend la sensibilité de l'électromètre.

Pour remplir l'électromètre, on réunit α et β par un fil métallique, on ajoute de l'eau acidulée au dixième dans C jusqu'en dessus de l'extrémité du tube capillaire, puis on ajoute dans C quelques gouttes de mercure pur. Ensuite on verse un peu de mercure dans le tube D; en soufflant en D on chasse la bulle d'air comprise dans le tube et en aspirant modérément on mouille les parois du tube capillaire; il ne reste plus qu'à ajouter par le tube D du mercure goutte à goutte jusqu'à ce que les trois quarts du tube AB soient

remplis. On ajoute en D quelques gouttes d'eau acidulée pour préserver le mercure du contact de l'air. L'instrument est alors prêt à fonctionner.

Cependant on peut le trouver trop ou pas assez sensible; il suffit alors d'incliner le tube dans un sens ou dans l'autre, ce qui permet facilement d'atteindre une sensibilité de plus de $\frac{1}{300}$ de volt. Toutes ces précautions sont absolument indispensables, mais ne présentent aucune difficulté. Si l'on ne veut prendre cet instrument que comme un électroscope simple, il n'y a rien autre chose à faire; mais si l'on veut s'en servir comme d'appareil de mesure, il faut le graduer par parties d'égale force électromotrice. Le procédé de graduation le plus simple est le suivant. On prend des éléments ainsi composés : amalgame de zinc, sulfate de zinc, sulfate de cadmium, amalgame de cadmium. Ces liquides se trouvent dans des vases séparés et sont réunis par un tube capillaire très fin. On a ainsi des éléments dont la force électromotrice est de $0^{\text{volt}},281$. Alors on introduit 1, 2, 3, 4 de ces éléments dans le circuit et l'on note à chaque fois la division à laquelle s'arrête le mercure. Il ne reste plus qu'à construire une courbe sur laquelle on se reportera quand on en aura besoin.

DÉTERMINER A L'AIDE D'UN MÉCANISME ARTICULÉ LES POINTS CONJUGUÉS D'UN SYSTÈME OPTIQUE;

PAR M. ÉLIE,
Professeur au Collège d'Abbeville.

La relation

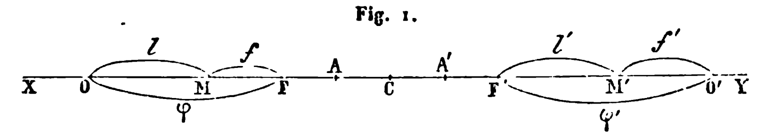
$$\frac{\varphi}{f} + \frac{\varphi'}{f'} = 1$$

entre les distances f, f' de deux points conjugués M et M' à deux points conjugués arbitraires O et O' pris pour origines, et les distances φ, φ' des foyers à ces origines (*fig.* 1) exprime que ces points M et M' sont les conjugués de deux divisions homographiques de même base dont F et F' sont les conjugués des points à l'infini (¹).

(¹) Pour la théorie des divisions homographiques, *voir* le *Traité de Géométrie* de MM. Rouché et de Comberousse.

Les origines O, O′ peuvent être remplacées par un seul point, l'un des points doubles A, A′ de la division homographique, qui

Fig. 1.



sont à eux-mêmes leur image. On les détermine en résolvant ou construisant les expressions

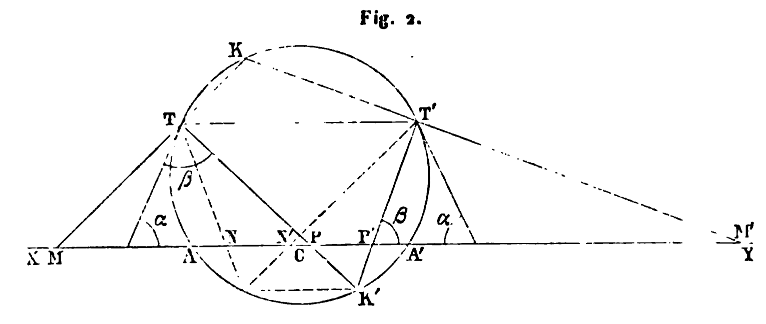
$$l + l' = D = \overline{FF'}, \quad ll' = C^2 = \overline{FO}.\overline{F'O'},$$

d'où

$$\overline{FA} \quad \text{ou} \quad \overline{FA'} = + \frac{D}{2} \pm \frac{1}{2}\sqrt{D^2 - 4C^2} \quad \text{et} \quad CA = CA' = \frac{1}{2}\sqrt{D^2 - 4C^2}.$$

L'objet de cette Note est d'indiquer un procédé mécanique fondé sur la théorie des divisions homographiques et permettant de construire la position de deux conjugués quelconques. Je m'appuierai sur un théorème connu : *Deux droites* (*fig.* 2), *passant respectivement par deux points fixes* T *et* T′ *d'une circonférence et se coupant en un point k mobile sur la circonférence, tracent sur une droite quelconque xy, mais que pour le sujet je supposerai parallèle à* $\overline{TT'}$, *deux divisions homographiques. Les points doubles sont les intersections de xy avec le cercle; les foyers sont à la rencontre avec xy des tangentes menées en* T *et* T′.

Fig. 2.



Cela posé, considérons deux alidades s'appuyant en T et T′ et se coupant sur le cercle en *k*. Il suffira, F, F′ étant connus, ainsi que deux conjugués P et P′, de déterminer les points doubles A et A′,

de tracer un cercle arbitraire passant par A, A′ et de mener les tangentes de k et k'.

Le lecteur trouvera aisément les divers cas que peut présenter cette construction suivant la nature du système réfringent employé.

W. CROOKES. — Contributions to molecular Physics in high vacua (Contributions à la Physique moléculaire des gaz très raréfiés); *Phil. Transactions*, Part II; 1879.

Ce Mémoire fait suite au Mémoire *Sur l'illumination des lignes de pression moléculaire*, déjà analysé dans ce journal (¹). Parmi les expériences nouvelles de M. Crookes, nous signalerons les suivantes.

Entre les deux électrodes *a* et *b* d'un tube de Geissler sont placées deux lames métalliques verticales *c* et *d*. On met *c* en communication avec le sol, *d* avec un électroscope, et l'on anime le tube par la décharge d'une bobine. Quand le vide est très imparfait, les feuilles d'or de l'électroscope ne paraissent nullement affectées; mais, quand le vide est tel que la phosphorescence verte commence à pâlir et que l'étincelle ne passe plus qu'avec difficulté, les feuilles divergent fortement et par de l'électricité positive. Le phénomène est aussi net que possible quand le pôle *a*, le plus éloigné de l'électroscope, est négatif; alors, si l'on cesse de faire agir la bobine, l'électroscope conserve sa charge, et, quand on le touche avec le doigt, il se charge de lui-même une deuxième et une troisième fois.

De cette expérience et d'autres analogues, M. Crookes conclut que, dans les conditions où il opère d'ordinaire, une lame métallique placée entre les deux électrodes *sur le trajet des molécules* est électrisée positivement. Il cherche ensuite à reconnaître si cette lame électrisée exerce quelque action propre sur les *trajectoires moléculaires*.

A cet effet, il répète l'expérience connue (²) de la croix d'aluminium et constate que, lorsque celle-ci, d'abord isolée, est mise

---

(¹) *Journal de Physique*, t. IX, p. 30; 1880.

(²) *Voir* l'analyse du Mémoire précédent, *Journal de Physique*, t. IX, p. 30.

en communication avec le sol, l'ombre portée s'élargit et se termine par une véritable pénombre. On sait que dans l'expérience primitive la séparation de l'ombre et de la lumière était formée par une ligne très nette, sans transition aucune.

Dans une autre expérience, exécutée avec la grande pile au chlorure d'argent de M. Warren de la Rue, les ombres portées par une lame fixe et par une lame suspendue se projetaient côte à côte sur un écran fluorescent, et, quand on faisait osciller la lame mobile, l'ombre portée correspondante oscillait régulièrement. En mettant cette dernière lame au repos en communication avec le sol, M. Crookes a vu les ombres s'élargir, devenir presque indistinctes, et le filet lumineux qui les séparait a été rejeté de côté, à 30° au moins de sa position initiale.

L'auteur interprète ces résultats d'après la théorie qui lui est propre.

On sait que, pour lui, les trajectoires normales aux électrodes, mises en évidence par les phénomènes de phosphorescence ainsi que par les actions mécaniques et calorifiques précédemment décrites, sont les directions suivant lesquelles se meuvent avec une extrême rapidité les molécules du gaz raréfié, électrisées négativement et projetées à partir de l'électrode négative.

L'ensemble des molécules qui se meuvent suivant une même droite ne constitue pas, à proprement parler, un courant, et il y a lieu, d'après l'auteur, d'étudier à part les lois des actions de l'électricité et du magnétisme sur ces jets de *matière radiante*. C'est une nouvelle *électrodynamique* et un nouvel *électromagnétisme* qu'il s'agirait de créer.

Dans ce but, M. Crookes exécute des expériences telles que la suivante, qui a été réalisée notamment devant la Société française de Physique. Un tube présente deux électrodes négatives voisines et une électrode positive à l'extrémité opposée. Un écran de mica percé de deux fentes limite deux pinceaux étroits dans les jets émanés des électrodes négatives, et ces jets, rendus visibles par un écran longitudinal phosphorescent, au lieu de converger vers l'électrode positive, demeurent sensiblement parallèles. Ils se repoussent donc : deux courants angulaires dirigés vers le sommet de leur angle devraient s'attirer.

Qu'il nous soit permis de faire observer, en passant, que les con-

ditions réalisées dans l'expérience de M. Crookes sont infiniment plus complexes que celles des expériences fondamentales de l'électrodynamique; on opère avec des courants interrompus, à l'intérieur d'un tube dont les parois, ainsi que l'écran portant les fentes et l'écran phosphorescent, peuvent être et sont même probablement électrisées, d'après les expériences décrites ci-dessus : on est bien loin du cas de deux conducteurs linéaires isolés traversés par des courants constants.

La même observation s'applique aux expériences faites par M. Crookes pour étudier l'action des aimants ou des solénoïdes sur ses jets moléculaires. Il emploie un petit tube d'essai contenant, outre les deux pôles, un écran de mica percé d'un trou suivant l'axe du tube et un écran phosphorescent sur lequel se projette la tache lumineuse. En plaçant ce tube dans des positions différentes par rapport à des aimants, la tache se déplace dans un sens ou dans l'autre, indiquant ainsi une attraction ou une répulsion produite sur le jet. Les résultats obtenus sont d'une assez grande complication. Nous nous dispenserons de les transcrire ici.

M. Crookes a enfin essayé d'imprimer à ses jets moléculaires des rotations analogues à celle que l'on observe dans l'expérience bien connue de M. de la Rive. Un tube présentant suivant son axe deux longues électrodes d'aluminium est placé verticalement au-dessus d'un électro-aimant. Le jet lumineux se met à tourner, mais le sens de la rotation n'est pas le même dans le vide imparfait ou dans un vide poussé très loin.

M. Crookes appelle *rotation directe* celle qui, pour un observateur placé verticalement sur l'axe du tube, s'effectue dans le sens des aiguilles d'une montre ; il résume ainsi le résultat de ses observations :

Pôle supérieur de l'électro-aimant.	Électrode inférieure.	Sens de la rotation. Vide imparfait.	Vide parfait.
Nord........	positive.	direct.	direct.
	négative.	inverse.	direct.
Sud.........	positive.	inverse.	inverse.
	négative.	direct.	inverse.

L'auteur termine son Mémoire par l'étude de la phosphorescence présentée dans ses tubes par quelques substances, notamment le

rubis naturel et le rubis artificiel de MM. Fremy et Feil. Il est impossible de distinguer ces deux corps l'un de l'autre ; leur phosphorescence est identique. Le spectre de la lumière émise est très pâle, à l'exception d'une raie brillante extraordinairement intense, dont la longueur d'onde est 689,5 millionièmes de millimètre : elle coïncide avec la ligne décrite par M. Ed. Becquerel comme la plus brillante du spectre phosphorescent de l'alumine.

E. Bouty.

NICHOLS. — Ueber das von glühenden Platins ausgestrahlte Licht (Sur la lumière émise par le platine incandescent); Inaug. Diss. Göttingen. 1879. *Beiblätter*, t. III, p. 859.

D'après la formule de Kirchhoff ([1]), le rapport du pouvoir émissif d'un corps à son pouvoir absorbant, pour des rayons d'une longueur d'onde déterminée, est une fonction définie de sa température. M. Nichols a cherché la nature de cette fonction pour le platine incandescent et pour douze régions du spectre comprises entre 609,1 et 2853 de l'échelle de Kirchhoff.

Il emploie comme sources de lumière deux fils de platine rendus incandescents par un courant électrique, constant pour l'un des fils dont la lumière servait de terme de comparaison, variable pour l'autre, au moyen d'un pont de Wheatstone. Leur température est déduite de leur dilatation ; c'est la méthode employée depuis longtemps par Draper, qui mesurait l'allongement du fil au moyen d'un levier, tandis que M. Nichols le mesure au moyen d'un ophtalmomètre de M. Helmholtz. Cette méthode est défectueuse, car la formule parabolique de M. Matthiessen qui donne l'allongement du fil de platine en fonction de sa température doit être extrapolée pour des températures élevées, et l'on ignore quel est le degré de confiance que l'on peut accorder aux nombres ainsi calculés. Les rapports d'intensité des diverses radiations simples des spectres des deux sources lumineuses sont mesurés à l'aide d'un spectrophotomètre. M. Nichols donne les résultats de ses mesures et les

---

([1]) Kirchhoff, *Pogg. Annalen*, t. CIX; *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. LXII, p. 187.

convertit en valeurs de l'énergie mécanique des diverses longueurs d'onde, au moyen des résultats obtenus par M. Lamansky (1) ave le spectre solaire.

L'auteur applique ses déterminations à la mesure des températures, comme je l'ai proposé le premier (2), et comme l'a fait aussi M. Violle (3) par une méthode différente. Mais il fait remarquer que le rapport des pouvoirs émissif et absorbant n'est pas constant pour le platine à des températures différentes. Ainsi, d'après les expériences de MM. de la Provostaye et Desains, M. Nichols trouve que le pouvoir absorbant du platine froid est 0,323, tandis que d'après ses expériences et celles de M. Allard (4), celui du platine incandescent serait 0,760.

En terminant, M. Nichols discute la méthode optique que j'ai proposée pour la mesure des températures et divise à cet égard les corps en quatre séries : 1° ceux pour lesquels le pouvoir absorbant est constant et égal à l'unité pour toutes les longueurs d'onde et toutes les températures (corps noirs); 2° ceux pour lesquels il varie avec la température, mais conserve la même valeur pour toutes les longueurs d'onde; 3° ceux pour lesquels le rapport variable des pouvoirs absorbants pour deux longueurs d'onde déterminées est indépendant de la température; 4° enfin ceux où il varie à la fois avec la température et la longueur d'onde, et pour lesquels ce rapport est aussi une fonction de la température.

M. Nichols observe que ma méthode est rigoureusement applicable aux corps des deux premières séries et que, pour l'appliquer à ceux des deux autres, il faut connaître la loi suivant laquelle leur pouvoir absorbant varie avec la température et avec la longueur d'onde. J'ajouterai qu'elle est aussi d'une application directe et tout à fait générale dans le cas, important au point de vue de ses applications pratiques, où le corps, quelle que soit du reste sa nature, est contenu dans une enceinte opaque et en équilibre de température avec lui; la lumière qu'il émet est alors identique par sa composition avec celle qui émanerait d'un corps absolument noir:

---

(1) Lamansky, *Pogg. Ann.*, t. CXLI.
(2) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXVII, p. 979.
(3) *Ibid.*, t. LXXXVIII, p. 171.
(4) *Beiblätter*, Bd II, s. 343.

tel est le cas des corps portés à de hautes températures dans l'intérieur des fourneaux industriels. A. Crova.

SCHELLBACH et BOEHM. — Ueber die Brechung der Schallwellen (Réfraction des ondes sonores); *Annalen der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. VIII, p. 645; 1879.

L'explosion d'une étincelle électrique produit des ondes qui laissent leur trace sur une surface recouverte de noir de fumée. On peut même montrer ainsi la réflexion des ondes.

Si l'on essaye de mettre en évidence leur réfraction en les forçant à traverser de petits ballons de collodion gonflés d'acide carbonique ou d'hydrogène, on obtient bien des traces avec le premier et non avec le second, mais il n'y a pas de foyer; l'enveloppe du ballon vibre elle-même et forme une source d'ondes prédominantes.

On dispose dans une cloche de verre renversée un disque horizontal de papier noirci. Une membrane circulaire de collodion est en dehors, inclinée de 33° sur le plan des bords de la cloche; sur l'axe de cette membrane et à $0^m,13$ de distance, on produit une étincelle électrique. La membrane vibre, et les ondes qu'elle engendre dessinent sur le papier des cercles concentriques dont le centre est sur l'axe de la membrane.

On remplit la cloche d'acide carbonique; le centre des cercles se trouve déplacé dans le sens de la réfraction et d'une quantité qui s'accorde avec l'indice de réfraction sonore du gaz.

L'expérience réussit également avec l'hydrogène, en changeant un peu le dispositif de l'expérience. E. Gripon.

H.-F. WEBER. — Untersuchungen über die Wärmeleitung in Flüssigkeiten (Recherches sur la conductibilité calorifique des liquides); *Vierteljahrsschrift der Züricher naturforschenden Gesellschaft*, 1879.

I. Pour mesurer la conductibilité des liquides, M. Weber emploie une méthode qui s'appuie sur les résultats de la théorie de

la chaleur de Fourier et dont voici les traits principaux. Imaginons une lame liquide mince et limitée par deux lames métalliques parallèles; tout le système possède une température uniforme lorsque, à un moment donné, la lame inférieure se trouve subitement portée à 0° et que tout le système est enfermé dans une enceinte à 0°. On détermine la loi de la variation de la température au centre de la plaque supérieure, et l'on en déduit le coefficient de conductibilité du liquide.

L'auteur développe les formules qui conviennent au cas particulier qu'il étudie. La température u au centre de la plaque supérieure est représentée par la somme d'un nombre infini d'exponentielles, dont la première seule doit entrer en considération après qu'il s'est écoulé un petit nombre de secondes depuis le début de l'expérience. Soient alors k le coefficient de conductibilité cherché, ρ et c la densité et la chaleur spécifique du liquide, A et m deux constantes dont la première dépend du temps T entre le début de l'expérience et l'origine des observations, la seconde du coefficient de conductibilité extérieure h de la lame métallique par rapport à l'air; soit enfin t le temps compté à partir de l'origine des observations. On a

$$(1) \qquad u = \mathrm{A}e^{-\frac{k}{\rho c}mt}.$$

On détermine le coefficient de conductibilité extérieure h par une expérience spéciale et l'on en déduit le coefficient m; connaissant m, ρ et c, on n'aura qu'à observer la marche décroissante des températures, et l'on sera en mesure de calculer le coefficient de conductibilité k du liquide.

II. Voici maintenant la disposition de l'expérience. Sur une plaque de cuivre de $0^{m},05$ d'épaisseur reposent trois petites cales en verre hautes de $0^{m},002$ à $0^{m},003$ et supportant le deuxième plateau de cuivre. Celui-ci est percé en son centre d'un petit trou par lequel on introduit le liquide jusqu'à ce qu'il forme au bord des plateaux un léger ménisque convexe et en ayant bien soin d'expulser jusqu'à la moindre bulle d'air. On abandonne ensuite le système assez longtemps pour qu'il prenne bien en tous ses points la température du laboratoire. L'une des soudures d'un couple thermo-électrique est appliquée au centre du plateau supérieur,

tandis que l'autre est placée à demeure dans de la glace fondante. Un galvanomètre à oscillations apériodiques, introduit dans le circuit du couple, permet de déterminer à chaque instant par une simple lecture sa force électromotrice, et par suite la température du plateau.

Les choses étant ainsi disposées, on prépare une plaque épaisse de glace bien plane, et à l'aide d'une poulie et d'un cordon on y dépose le système des deux plateaux, que l'on recouvre immédiatement d'un couvercle cylindrique creux rempli de glace. La plaque inférieure prend rapidement la température de 0°, qu'elle conserve ensuite indéfiniment, car l'eau de fusion de la glace est chassée à mesure par la pression du plateau de cuivre, choisi exprès d'un poids considérable.

Au bout de deux minutes on ouvre le circuit du galvanomètre, et l'on observe de vingt en vingt secondes la position de l'aiguille.

Le Tableau suivant résume les résultats obtenus :

Liquide.	k.	ρ.	c.	$\gamma = \rho c$.	$\eta = \frac{k}{\rho c}$.
Sulfure de carbone...	0,0250	1,271	0,254	0,325	0,0769
Benzine...........	0,0200	0,701	0,381	0,270	0,0741
Eau..............	0,0745	1,000	1,000	1,000	0,0745
Sulfate de cuivre....	0,0710	1,160	0,848	0,984	0,0722
Sulfate de zinc......	0,0711	1,134	0,861	0,976	0,0729
	0,0698	1,272	0,765	0,973	0,0721
	0,0691	1,362	0,706	0,962	0,0718
Sel marin..........	0,0692	1,178	0,800	0,942	0,0735
Alcool............	0,0292	0,795	0,566	0,450	0,0649
Éther..........	0,0243	0,728	0,520	0,378	0,0643
Chloroforme........	0,0220	1,485	0,233	0,346	0,0636
Essence de citron....	0,0210	0,818	0,438	0,358	0,0587
Huile d'olive.......	0,0235	0,911	0,471	0,429	0,0548
Glycérine..........	0,0402	1,220	0,605	0,738	0,0545

Les valeurs de k sont exprimées en unités absolues, au moyen du centimètre, du gramme et de la seconde.

Remarquons que les dissolutions salines étudiées par l'auteur ont des chaleurs spécifiques qui, rapportées à l'unité de volume

($\gamma = \rho c$), ne diffèrent pas de celle de l'eau de plus d'un vingtième de leur valeur; leurs coefficients de conductibilité sont aussi très voisins, et encore plus les quotients $\eta = \frac{k}{\rho c}\cdot$ Ceux-ci, d'après la formule (1), régissent la loi des variations de température de la plaque supérieure et aussi, comme on peut le démontrer d'après l'équation différentielle générale des températures variables, la loi des variations de température d'un point quelconque d'un liquide de forme arbitraire. Il en résulte que, placés dans des conditions identiques, des volumes égaux d'eau ou des diverses dissolutions salines obéiront très sensiblement à la même loi de refroidissement ou de réchauffement, et avec le même coefficient. Ce fait est confirmé par des observations personnelles que j'ai eu l'occasion de faire relativement à la loi du refroidissement d'un thermomètre placé en un point d'une dissolution saline dont toute la masse est primitivement à une tempérture uniforme.

On observera que le quotient η est un peu moindre pour l'alcool, l'éther et le chloroforme que pour les liquides précédents, et moindre encore pour les huiles; mais il varie beaucoup moins que le coefficient de conductibilité.

III. M. Weber s'est aussi préoccupé de déterminer comment les coefficients de conductibilité des liquides dépendent de la température, et pour cela il a ajouté aux expériences précédentes, faites à une température moyenne de 4°, un autre groupe d'expériences réalisées vers 25°. A cet effet, la plaque de cuivre inférieure reposait sur un disque épais de cuivre et tout le système était porté à une température fixe de 45°. On dirigeait ensuite normalement à la face inférieure du disque de cuivre un jet d'eau froide d'un débit d'environ 40[lit] par minute, et l'on observait, comme précédemment, la loi des températures décroissantes au centre du plateau de cuivre supérieur. On a trouvé ainsi des coefficients de conductibilité plus grands :

	Température moyenne.	k.
Eau	4°,10	0,0745
	23,67	0,0857
Sel marin	4,40	0,0692
	26,28	0,0809

	Température moyenne.	k.
Sulfate de zinc. . . .	4°,50	0,0691
	23,44	0,0776
Glycérine	6,25	0,0402
	25,20	0,0433

En posant arbitrairement $k = k_0(1 + \alpha u)$, on trouverait pour le coefficient α les valeurs

	k_0.	α.
Eau	0,0722	0,00786
Sel marin	0,0669	0,00790
Sulfate de zinc	0,0670	0,00670
Glycérine	0,0391	0,00423

Le coefficient de variation α est grossièrement proportionnel au coefficient de conductibilité à 0°.

IV. Les résultats publiés antérieurement aux recherches de M. Weber, relativement à la conductibilité des liquides, sont absolument discordants. L'auteur étudie successivement les méthodes employées par ses devanciers et les soumet à une discussion approfondie. Il en résulte que la méthode employée par M. Lundquist (¹), calquée d'ailleurs sur celle qu'Ångström avait appliquée quelques années plutôt à la conductibilité des métaux, est irréprochable et a fourni des résultats parfaitement exacts; toutefois, on doit corriger la chaleur spécifique attribuée par Lundquist à la solution de sulfate de zinc qu'il a employée. On a pour les conductibilités spécifiques des corps suivants :

Liquides.	Température.	k, d'après Lundquist.	k, d'après Weber.
Eau	40°,8	0,0937	0,0953
Sel marin ($\rho = 1,178$)	43,9	0,0897	0,0901
Sulfate de zinc ($\rho = 1,362$)	45,2	0,0862 (²)	0,0872

On le voit, l'accord est des plus satisfaisants.

(¹) *Undersökning af några vätskors ledningsförmåga for värme* (*Upsala Universitets arsskrift*, 1869).

(²) Valeur corrigée de l'erreur commise sur la chaleur spécifique; Lundquist indique le nombre $k = 0,0952$.

Au contraire, les nombres publiés par M. Winkelmann [1] diffèrent absolument de ceux de M. Weber; mais l'auteur fait remarquer qu'ils ont été obtenus par l'emploi de trois appareils de grandeurs différentes, qui ont fourni pour un même liquide des nombres très éloignés les uns des autres. M. Winkelmann crut alors devoir corriger ses résultats à l'aide d'une formule qui ne paraît à M. Weber nullement justifiée. Les nombres bruts fournis par celui des appareils de M. Winkelmann où l'on employait la couche liquide la plus mince et pour lequel les causes d'erreur que signale M. Weber devaient avoir le moins d'influence diffèrent beaucoup moins des nombres exacts que les moyennes adoptées par M. Winkelmann.

Liquide.	Nombre fourni par le premier appareil de Winkelmann.	Valeur exacte d'après Weber.
Eau................	0,0624	0,0745
Sel marin......... ..	0,0658	0,0692
Alcool..............	0,0295	0,0292
Sulfure de carbone....	0,0357	0,0250
Glycérine...........	0,0404	0,0404

Enfin M. Beetz [2] a publié récemment des mesures relatives de la conductibilité de divers liquides par rapport à l'eau, et il est impossible de trouver la moindre analogie entre ces nombres et ceux de M. Weber; mais l'auteur montre que M. Beetz a employé pour calculer ses expériences une formule absolument fautive et qui ne peut donner de résultats exacts que pour les corps pour lesquels le produit ρc a la même valeur; or, pour ceux-là, les valeurs relatives déduites des expériences de M. Beetz concordent sensiblement avec les nombres de M. Weber.

On le voit, il est difficile d'appuyer sur des preuves plus nombreuses et plus solides l'exactitude d'une recherche expérimentale. Le Mémoire de M. Weber nous paraît donc fixer définitivement la

---

(1) WINKELMANN, *Ueber das Wärmeleitungsvermögen von Flüssigkeiten* (*Poggend. Ann.*, t. CLIII, p. 481-498).

(2) BEETZ, *Ueber das Wärmeleitungsvermögen der Flüssigkeiten* (*Sitzungsberichte der math. phys. Klasse der K. Akademie der Wissenschaften in Wien*, 1879, p. 86-115, et *Wiedemann's Ann.*, t. VIII, p. 435).

Science sur la question si incertaine jusqu'ici de la valeur absolue des coefficients de conductibilité des divers liquides.

V. L'auteur termine son Mémoire par une nouvelle étude de la conductibilité du mercure, opérée à l'aide de la même méthode. Il a trouvé

$$k_0 = 0,8872,$$
$$\alpha = 0,0056,$$
$$\eta = 2,00.$$

Ces nombres se rapportent au mercure du commerce, qui n'est pas chimiquement pur.

Le résultat relatif à la variation de la conductibilité du mercure avec la température est en contradiction avec une loi énoncée par M. Herwig ([1]); mais M. Weber montre encore que le désaccord tient à la manière inexacte dont M. Herwig interprète et calcule ses expériences, qui en réalité conduiraient à attribuer au coefficient de variation une valeur voisine de $\alpha = 0,0055$. E. Bouty.

W. KOHLRAUSCH. — Experimentelle Bestimmung von Lichtgeschwindigkeiten in Krystallen (Mesure expérimentale des vitesses de la lumière dans les cristaux); *Annalen der Physik und Chemie*, neue Folge, t. VII; 1879.

Ce Mémoire fait suite à celui qui a déjà été analysé dans ce Recueil ([2]), et qui avait pour but, en mesurant les vitesses de la lumière suivant diverses directions dans les cristaux, de vérifier la théorie de la double réfraction de Fresnel. Les expériences décrites dans le Mémoire actuel sont relatives à l'acide tartrique. Deux nouvelles sections ont été examinées, l'une perpendiculaire à l'un des axes optiques, l'autre perpendiculaire à la première et au plan des axes. La concordance des résultats de l'expérience avec ceux du calcul a été encore aussi complète que possible.

Macé de Lépinay.

([1]) Herwig, *Das Wärmeleitungsvermögen des Quecksilbers unabhängig von der Temperatur* (*Pogg. Ann.*, t. CLI, p. 177).

([2]) Voir *Journal de Physique*, t. VIII, p. 287.

D.-J. BLAIKLEY. — Experiments for determining the correction to be added to the length of a cylindrical resonant tube to find the true wave-length and the velocity of sound in small tubes (Expériences pour déterminer la correction à ajouter à la longueur d'un tuyau sonore cylindrique pour trouver la vraie longueur d'onde et la vitesse du son); *Phil. Magazine*, 5e série, t. VII, p. 339; mai 1879.

L'extrémité des tuyaux plonge dans l'eau, ce qui permet de faire varier facilement leur longueur. L'auteur détermine la position des nœuds correspondant à la meilleure résonance avec divers diapasons donnant par seconde

$$253,55, \quad 317,3, \quad 380,625, \quad 444,5, \quad 507,2$$

vibrations.

Représentons par L la longueur d'onde du son employé, par l_1, l_2 les distances du premier et du second nœud à l'extrémité ouverte du tuyau, par x la correction relative à cette extrémité; on a

$$L = 2(l_1 - l_2),$$
$$x = \frac{L}{4} - l_1 = \frac{l_2 - l_1}{2} - l_1 = \frac{l_2 - 3l_1}{2}.$$

On fait aux nombres observés diverses corrections pour tenir compte 1° de la perturbation produite à l'orifice par le diapason; 2° de l'influence de la température sur le diapason; 3° de l'influence de l'humidité de l'air.

La moyenne des valeurs obtenues donne, pour la vitesse du son à 16°C.,

$$V = 334^{m},23,$$

d'où, à 0°,

$$V = 325^{m},125,$$

et pour la correction x, en fonction du rayon R du tuyau,

$$x = 0,576R.$$

Comme vérification, on a déterminé la longueur d'un tuyau fermé vibrant à l'unisson d'un tuyau ouvert donné; on trouve, à 16°C,

$$V = 334^{m},46,$$

d'où, à 0°,

$$V = 325^m,356,$$
$$x = 0,577 R.$$

On a aussi fait chanter des tuyaux polis de différents diamètres, sans embouchure, et l'on a trouvé :

Diamètre du tuyau.	Vitesse du son à 16° C.
cm	m
1,08	327,69
2,61	333,15
5,20	334,23

La vitesse du son diminue assez rapidement avec le diamètre du tuyau. C. DAGUENET.

Dr G. ESBACH. — Les liquides qui grimpent; étude pratique (*Journal des connaissances médicales*, 13 et 20 mars 1879).

Quand on évapore un liquide, soit par diminution de la pression, soit par élévation de la température, un cercle de matériaux fixes se dépose sur les parois du vase. Ce dépôt s'imbibe du liquide sous-jacent, qui le redissout et va le déposer ensuite plus haut. Peu à peu le liquide atteint les bords du vase et parfois se répand au dehors.

Pour empêcher les liquides de grimper, M. Esbach recommande de chauffer à la fois toutes les parois du vase dans lequel le liquide est contenu. Ainsi, quand on chauffe une capsule au bain-marie, on devra plonger la capsule dans le bain presque jusqu'au bord et ne la remplir de liquide qu'à moitié. E. BOUTY.

THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE AND ARTS; 1879.

1er semestre, vol. XVII.

TH. EDISON. — Emploi du tasimètre pour mesurer la chaleur des étoiles et de la couronne du Soleil, p. 52.

L'éclipse totale de Soleil du 29 juillet 1878 a permis à M. Edison de mettre en évidence l'extrême sensibilité de son tasimètre. L'in-

strument se compose, comme on sait, d'une bande d'ébonite, dont une extrémité est fixe et dont l'autre presse contre un bouton de charbon. Celui-ci est placé sur une des branches d'un pont de Wheatstone; si peu que la longueur de l'ébonite vienne à varier, la pression sur le carbone et la conductibilité de ce dernier changent, et l'équilibre du pont est rompu. Une des plus grandes difficultés provient de la sensibilité de l'instrument, qui rend l'équilibre presque impossible à réaliser; on n'y parvient qu'en employant avec le galvanomètre un shunt dont on augmente progressivement la résistance, en ramenant chaque fois le galvanomètre au zéro au moyen de la vis de pression qui agit sur le charbon.

L'appareil était fixé sur une lunette que l'on dirigea d'abord vers l'étoile Arcturus; le miroir du galvanomètre entra aussitôt en mouvement, indiquant de la chaleur. L'expérience fut répétée cinq fois avec le même résultat, et chaque fois le galvanomètre revint au zéro quand on plaçait un écran devant la lame de caoutchouc.

Au moment de l'éclipse, on dirigea de même sur cette lame l'image de la couronne; l'effet thermique fut si grand, que, pendant la courte durée de l'éclipse, il fut impossible de diminuer assez la sensibilité de l'instrument pour permettre d'effectuer des mesures.

Les expériences ont été faites par M. Edison lui-même, qui faisait partie de l'expédition dirigée par M. Henry Draper et organisée aux frais de ce savant pour observer l'éclipse à Rawlins (Wyoming).

WILLIAM-W. JACQUES. — Vitesse de propagation des sons très puissants, p. 116.

On sait que, dans des limites très étendues, la vitesse de propagation du son est indépendante de la hauteur et de l'intensité. Toutefois, cette constance n'a jamais été démontrée rigoureusement, surtout dans le cas de sons très puissants, et elle paraît même douteuse, si l'on remarque que la vitesse du son déterminée au moyen des détonations de pièces d'artillerie ne s'accorde pas tout à fait avec celle que l'on déduit de l'étude de sons musicaux.

L'auteur a repris l'expérience en mesurant électriquement la vitesse du son à l'arrière d'une pièce de canon et sur les côtés; le

mouvement de l'air agit sur des membranes placées à 10, 30, 50, 70, 90 et 110 pieds de la bouche, et qui produisent un signal électrique enregistré sur un chronographe au moment où elles entrent en vibration.

L'auteur a déduit de ses expériences la vitesse du son à différentes distances de la bouche du canon. Nous reproduisons le Tableau suivant :

Vitesse du son (réduite à 0°).

	En arrière de la pièce. Charge de poudre.		Sur les côtés.
	680gr.	227gr.	
	m	m	m
Entre 3m et 9m,1....	328,0	»	»
» 9,1 et 15,2....	361,8	314,5	325,2
» 15,2 et 21,3....	377,9	332,5	354,2
» 21,3 et 27,4....	386,2	341,4	366,1
» 27,4 et 33,5....	384,7	339,5	362,1

La vitesse dépend de la charge de poudre, c'est-à-dire de la violence de l'explosion; de plus, elle n'est pas constante et croît d'abord avec la distance jusqu'à un maximum très supérieur au nombre qu'on admet d'ordinaire pour la vitesse du son; elle s'en rapproche ensuite graduellement à mesure que la distance augmente.

On ne peut donc avoir confiance dans les résultats d'expériences faites par la méthode des explosions; pour déterminer exactement la vitesse du son dans l'air, il faut avoir recours à des sons musicaux assez faibles.

GEORGE-F. BARKER. — Résultats de l'observation spectroscopique de l'éclipse de Soleil du 29 juillet 1878, p. 121.

Comme M. Edison, M. Barker faisait partie de l'expédition organisée par M. Henry Draper pour observer la dernière éclipse totale de Soleil. M. Barker s'était chargé du spectroscope. Les résultats qu'il a obtenus sont les suivants.

Pendant la totalité, la lumière était encore plus que suffisante pour permettre de lire les cercles divisés des instruments; l'éclairement était comparable à celui que produit la Lune dans son

dixième jour. Le spectre ne donna aucune apparence de lignes brillantes, pas même dans le vert, où l'on aurait pu s'attendre à apercevoir la ligne 1474*k*; on ne voyait qu'un spectre tout à fait analogue au spectre solaire ordinaire, mais très faible; il était sillonné des raies de Fraunhofer dans toute la partie qui correspondait à l'image même de la couronne.

On doit donc conclure que la couronne ne contient pas de masses gazeuses incandescentes et que sa lumière est simplement de la lumière solaire réfléchie.

M.-C. IHLSENG. — Mesure de la vitesse du son dans le bois, p. 125.

L'auteur s'est proposé de mesurer la vitesse du son dans des tiges de bois de diverses essences américaines. Il a employé soit la méthode graphique, en inscrivant directement les vibrations, soit la méthode indiquée par Kundt et qui consiste à transmettre les vibrations à une colonne d'air contenue dans un tube fermé. Nous renvoyons au Mémoire original pour les nombres eux-mêmes, qui varient avec la nature du bois. Les résultats théoriques sont les suivants :

1° La méthode graphique permet de mesurer la vitesse du son dans le bois avec une très grande exactitude. 2° La méthode de Kundt donne des nombres un peu plus grands que les procédés graphiques. 3° La méthode graphique prouve la coexistence de vibrations transversales et longitudinales, et elle permet de mesurer leur rapport.

N.-D.-C. HODGES. — Méthode pour déterminer l'inclinaison, p. 145.

Sur un cercle vertical sont disposés deux barreaux de fer doux, dont une extrémité est au centre, l'autre sur la circonférence; ils sont liés de façon à rester perpendiculaires entre eux et peuvent tourner autour du centre. Vis-à-vis de ce dernier point est une aiguille aimantée quelconque, dont on observe la position d'équilibre quand les barreaux ne sont pas encore placés sur l'instrument; puis on met les barreaux en place et on les tourne autour du centre jusqu'à ce que l'aiguille revienne au zéro; la bissectrice

de l'angle des barreaux est alors orientée suivant l'inclinaison apparente dans l'azimut du cercle vertical. Pour éliminer les effets du magnétisme rémanent qui pourrait exister dans les barreaux, on fait une deuxième lecture en les tournant de 180° autour du centre; puis on les retourne sur eux-mêmes, de façon à amener au centre l'extrémité qui était d'abord sur la circonférence; on recommence les deux lectures précédentes et l'on prend la moyenne des quatre nombres.

D'après les chiffres cités par l'auteur, la détermination serait aisée et exacte au dixième de minute.

W.-A. NORTON. — Variabilité de la molécule, p. 183. Valeur des actions moléculaires, p. 346 et 433.

Trois Mémoires sur la Mécanique des atomes, dont il ne paraît guère possible de rendre compte en peu de mots. Dans le premier, l'auteur étudie les changements de forme permanents qui suivent, dans les solides, une compression ou une traction; puis il passe aux phénomènes de dissolution, d'allotropie, d'isomérie et d'état naissant. Il résulte de tous ces faits que les forces moléculaires varient dans un corps, même quand la température et la composition chimique restent constantes.

L'auteur propose ensuite une formule nouvelle pour l'action d'une molécule sur une molécule voisine. Il montre d'abord comment cette formule permet de calculer la ténacité des corps solides, connaissant leurs coefficients d'élasticité; puis il étudie le passage à l'état liquide et à l'état gazeux, et montre comment on peut déduire de sa formule la loi des chaleurs spécifiques (loi d'Avogadro), celles de Mariotte et de Gay-Lussac, et enfin les faits connus sur les chaleurs spécifiques, la condensation et le point critique des gaz.

C.-A. SCHOTT. — Orage magnétique du 14 mai 1878.

Le 14 mai 1878, on observa une grande perturbation magnétique qui commença à $6^h 5^m$ du matin à Greenwich, à $6^h 4^m$ à Stonyhurt, à $6^h 4^m$ à Zi-ka-wei, près de Chang-haï, et qui fut observée à $6^h 20^m$ à Melbourne (Australie). Elle a été également relevée sur

les appareils magnétiques enregistreurs de l'observatoire de Madison (Wisconsin), et elle y commença à $5^h 58^m$ pour la déclinaison, à $6^h 3^m$ pour la force horizontale et à $7^h 8^m$ pour la composante verticale. La perturbation a donc été simultanée pour toute la Terre.

De plus, à Greenwich et à Madison elle a produit des effets opposés : entre 6^h et 9^h du matin l'extrémité nord de l'aiguille se mouvait vers l'est à Greenwich et vers l'ouest à Madison. Les perturbations furent composées de plusieurs oscillations qui durèrent tout le jour et cessèrent peu à peu, à partir de 10^h du soir; la plus grande variation en déclinaison atteignit 31',7 à Madison.

John-A. CHURCH. — Températures souterraines dans la mine de Comstock.

Les célèbres mines d'argent de Comstock (Nevada) présentent, au point de vue de la température, des particularités très remarquables. La température du sol y est très variable, montant très haut dans certaines parties, notamment près des dykes, tandis qu'elle s'abaisse considérablement dans d'autres couches. La plus haute température relevée dans les mines de houille d'Europe n'est que de 51°,7, et encore l'air est-il plus chaud que le roc; dans la mine de Comstock, au contraire, le roc est plus chaud que l'air, et l'on a observé des températures qui atteignent 69°,4.

J.-C. DRAPER. — Lignes obscures de l'oxygène dans le spectre du Soleil, p. 418.

L'auteur essaye de contester les résultats obtenus par son homonyme, le Dr Henry Draper, qui a montré l'existence de l'oxygène dans le Soleil, par la coïncidence de certaines régions brillantes du spectre solaire avec les raies de l'oxygène. M. J.-C. Draper s'attache surtout aux raies $\lambda = 4317$ et $\lambda = 4319$. D'après lui, elles existeraient bien dans le spectre solaire, mais comme raies obscures, de sorte que l'oxygène donnerait des raies d'absorption, comme l'hydrogène et les autres corps. Toutefois, l'auteur n'a pas photographié simultanément le spectre solaire et celui de l'oxygène, de sorte qu'il paraît très difficile de compter d'une manière absolue sur les coïncidences qu'il signale.

Jusqu'à preuve nouvelle, il ne semble donc pas qu'il y ait lieu

de mettre en doute la découverte du Dr Henry Draper, surtout pour ceux qui ont eu l'occasion de voir et d'étudier de près ses belles photographies.

N.-D.-C. HODGES. — Nouveau galvanomètre absolu, p. 475.

L'auteur fait osciller l'aiguille d'abord seule, puis sous l'influence d'un courant qui traverse un cadre perpendiculaire au méridien magnétique. Cette méthode semble donc offrir quelque analogie avec celle qui a été indiquée par Biot et Savart.

A. ANGOT.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XIX. — Mars 1880.

F.-H. LECHAT. — *Des vibrations à la surface des liquides*, p. 289.
E.-H. AMAGAT. — *Mémoire sur la compressibilité des gaz à des pressions élevées*, p. 345.
L. CAILLETET. — *Sur la mesure des hautes pressions*, p. 386.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome IX. — Avril 1880.

J. KERR. — *Mesures et loi relatives à l'électro-optique*, p. 157.
H.-M. BOSANQUET. — *Note sur la mesure de l'intensité du son*, p. 174.
N.-D.-C. HODGES. — *Sur le chemin moyen des molécules*, p. 177.
F. LINDEMANN. — *Formes de vibration des ressorts tordus ou frappés*, p. 199.
E.-H. HALL. — *Nouvelle action de l'aimant sur les courants électriques*, p. 225.

5e série. — Tome IX. — Mai 1880.

J.H. LONG. — *Diffusion des liquides*, p. 313.
J. RAND CAPRON. — *Intensité relative des lignes dans les spectres des gaz*, p. 329.
C.-R.-ALDER WRIGHT et E.-H. RENNIE. — *Relations de l'affinité chimique et de la force électro-motrice*, p. 331.

W. Grant. — *Induction dans les circuits téléphoniques*, p. 352.

J.-P. Cookes. — *Sur la thermo-chimie de M. Berthelot*, p. 367.

Shelford Bidwell. — *Influence du frottement sur la génération du courant voltaïque*, p. 374.

Annalen der Physik und Chemie.

Nouvelle série. — Tome IX. — N° 3. — Année 1880.

R. Clausius. — *Relation entre la pression, le volume et la température de l'acide carbonique*, p. 337.

A. Winkelmann. — *Relation entre la pression, la température et la densité de la vapeur saturée de l'eau et d'autres liquides*, p. 358.

R. Koenig. — *Recherches sur les vibrations d'un diapason normal*, p. 394.

W. Schaper. — *Recherches sur la distribution équipotentielle des fluides magnétiques dans des aimants cylindriques*, p. 418.

K. Schering. — *Théorie générale de l'amortissement qu'un multiplicateur produit sur un aimant*, p. 452.

J.-L. Schönn. — *Sur les rayons ultra-violets*, p. 483.

P. Glan. — *Sur un spectrotélescope*, p. 492.

V. Dvorak. — *Manière simple et nouvelle d'observer certains phénomènes analogues aux franges d'interférence*, p. 502.

E. Œhler. — *Contribution à l'histoire de la Théorie mécanique de la chaleur*, p. 512.

Nouvelle série. — Tome IX. — N° 4. — Année 1880.

E. Dorn. — *Transport d'électricité par suite de l'écoulement de l'eau dans les tubes et phénomènes connexes*, p. 513.

J.-L. Hoorweg. — *Théorie thermique du courant électrique*, p. 552.

F. Exner. — *Cause de la production d'électricité au contact des métaux hétérogènes*, p. 591.

J.-H. Long. — *Diffusion des sels dans les dissolutions salines*, p. 613.

H.-A. Lorentz. — *Relation entre la propagation de la lumière et la densité*, p. 641.

O. Lubarsch. — *La loi de Stokes*, p. 665.

G. Zehfuss. — *Images subjectives produites par le mouvement*, p. 672.

O.-E. Meyer et P. Auerbach. — *Addition au Mémoire sur les courants de la machine de Gramme*, p. 676.

O. Grotrian. — *Rectification*, p. 680.

DES VIBRATIONS A LA SURFACE D'UN LIQUIDE PLACÉ DANS UN VASE DE FORME RECTANGULAIRE;

PAR M. LECHAT,
Professeur au Lycée Louis-le-Grand.

La théorie mathématique des petits mouvements à la surface des liquides pesants a été établie d'abord par Lagrange dans un Mémoire inséré dans la collection des *Mémoires de l'Académie de Berlin,* année 1786. Poisson a repris cette théorie dans un travail publié dans les *Mémoires de l'Académie des Sciences,* année 1816.

Ces deux géomètres se proposaient surtout de traiter la question de la forme et de la propagation des ondes à la surface d'un liquide indéfini. Ils admettaient l'un et l'autre, comme condition à la surface, que toute molécule de cette surface y reste constamment pendant le mouvement.

Lorsqu'un liquide est placé dans un vase d'une petite étendue et qu'il est convenablement agité, on voit la surface se diviser en un certain nombre de parties vibrantes et les divisions rester fixes.

Les frères Weber me paraissent être les premiers qui se soient occupés de cet état particulier de la surface liquide dans un Ouvrage important publié à Leipzig en 1825. Ils l'ont désigné du nom d'*oscillation fixe*. La théorie qu'ils ont donnée du phénomène me paraît tout à fait insuffisante. Ils admettent, sans s'appuyer sur les principes de la Mécanique, que le mouvement communiqué en un point de la surface se propage uniformément et se réfléchit sur les parois du vase, et qu'il y a interférence entre le mouvement primitif et les mouvements réfléchis. Ils ne s'occupent ni des mouvements des molécules dans le sens horizontal ni de la période nécessaire pour que telle ou telle figure se produise. Enfin ils disent, en résumé, que les figures de la surface sont celles que Chladni a trouvées pour les plaques vibrantes.

Les équations différentielles de Lagrange renferment, en principe, toute la théorie des petits mouvements dans les liquides pesants. Il m'a paru intéressant de partir de ces équations pour étudier les vibrations à la surface d'un liquide et d'examiner jus-

qu'à quel point les résultats de l'expérience sont d'accord avec ceux de la théorie. Je n'exposerai ici que la partie de ce travail qui se rapporte aux vases de forme rectangulaire.

Si l'on prend pour plan des xy celui de la surface libre du liquide en équilibre et l'axe des z dirigé verticalement vers le bas, qu'on place l'origine à l'un des sommets du rectangle de la surface, qu'on suppose l'axe des x dirigé suivant le côté de longueur l et l'axe des y suivant le côté de longueur l', et qu'on admette enfin que la vitesse initiale soit nulle, on trouve que le mouvement à la surface libre résulte de la superposition de mouvements simples, représentés par les équations

$$z = \frac{\gamma}{g} \,\mathrm{H} \cos\gamma t \cos\frac{n\pi x}{l} \cos\frac{n'\pi y}{l'},$$

$$u = -\frac{n\pi}{l} \,\mathrm{H} \sin\gamma t \sin\frac{n\pi x}{l} \cos\frac{n'\pi y}{l'},$$

$$v = -\frac{n'\pi}{l'} \,\mathrm{H} \sin\gamma t \cos\frac{n\pi x}{l} \sin\frac{n'\pi y}{l'}.$$

Dans ces équations, g est l'accélération due à la pesanteur; n, n' des nombres entiers positifs; H un coefficient qui dépend des données initiales et des valeurs de n, n', l, l'; u et v les composantes de la vitesse de vibration, prises parallèlement aux axes des x et des y, à l'époque t et au point dont les coordonnées sont x, y, z. Quant à γ, si l'on désigne par h la profondeur du liquide et par q l'expression

$$q = \pi\sqrt{\frac{n^2}{l^2} + \frac{n'^2}{l'^2}},$$

il est donné par la relation

$$\gamma^2 = \frac{e^{qh} - e^{-qh}}{e^{qh} + e^{-qh}} gq,$$

ou bien, si l'on admet avec Lagrange que la profondeur ébranlée est très faible, par la relation

$$\gamma^2 = q^2 gh.$$

Le mouvement simple correspondant à des valeurs particulières de n, n' est périodique, et la durée τ de la période est donnée par

l'équation

$$\gamma\tau = 2\pi.$$

Pour que l'on puisse observer un mouvement vibratoire régulier à la surface du liquide, il faut que les mouvements simples ainsi superposés aient la même période ou que γ soit le même pour tous, ce qui ne peut avoir lieu que pour un nombre limité de systèmes de valeurs de n, n'. Alors, en réunissant les termes qui correspondent à ces systèmes de valeurs, l'équation de la surface libre est

$$z = \frac{\gamma \cos\gamma t}{g} \Sigma \mathrm{H} \cos\frac{n\pi x}{l} \cos\frac{n'\pi y}{l'},$$

et les composantes de la vitesse de vibration prises parallèlement aux x et aux y sont

$$u = -\frac{\pi \sin\gamma t}{l} \Sigma n \mathrm{H} \sin\frac{n\pi x}{l} \cos\frac{n'\pi y}{l'},$$

$$v = -\frac{\pi \sin\gamma t}{l'} \Sigma n' \mathrm{H} \cos\frac{n\pi x}{l} \sin\frac{n'\pi y}{l'}.$$

Si l'on pose $z = 0$ ou

$$\Sigma \mathrm{H} \cos\frac{n\pi x}{l} \cos\frac{n'\pi y}{l'} = 0,$$

on a l'équation d'un système de lignes sur lesquelles le niveau ne varie pas avec le temps et que l'on appelle *lignes nodales*.

L'équation

$$\Sigma n \mathrm{H} \sin\frac{n\pi x}{l} \cos\frac{n'\pi y}{l'} = 0$$

donne un système de lignes sur lesquelles la composante de la vitesse de vibration prise parallèlement aux x est nulle à toute époque. Sur ces lignes $\left(\frac{dz}{dx}\right)$ est aussi nulle, et, par conséquent, elles renferment la série des points qui, pour chaque valeur de y, ont les excursions maxima de part et d'autre de la surface libre. Nous les appellerons *lignes ventrales* relatives aux x. L'équation

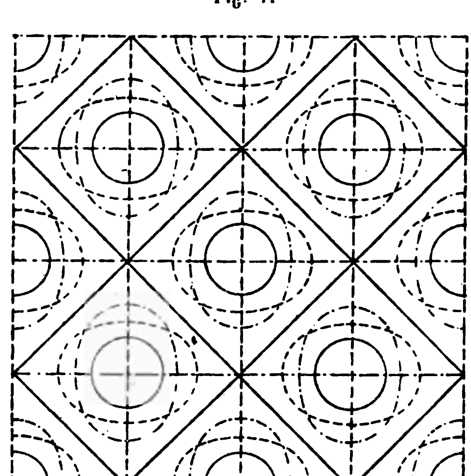
$$\Sigma n' \mathrm{H} \cos\frac{n\pi x}{l} \sin\frac{n'\pi y}{l'} = 0$$

est de même celle des lignes ventrales relatives aux y.

Les points communs aux deux systèmes de lignes ventrales n'ont de mouvement que dans le sens vertical, et les excursions dans ce sens y sont maxima. Ce sont les *ventres de vibration*. Si cependant certains de ces points appartiennent aux lignes nodales, ils sont en repos absolu. On les appelle alors *nœuds de vibration*.

J'ai construit les lignes nodales et les lignes ventrales pour un grand nombre de cas des vases rectangulaires, en supposant que les conditions initiales présentent une symétrie complète par rapport aux x et aux y. La *fig.* 1 se rapporte au cas d'un vase carré, et

Fig. 1.



elle a été faite pour les deux systèmes de valeurs de n, n'

$$n = 4, \quad n' = 2,$$
$$n = 2, \quad n' = 4.$$

Les lignes nodales sont tracées en traits pleins, les lignes ventrales du premier système en tirets et celles du second système en tirets séparés des points.

Il s'agissait maintenant de vérifier les conséquences de la théorie.

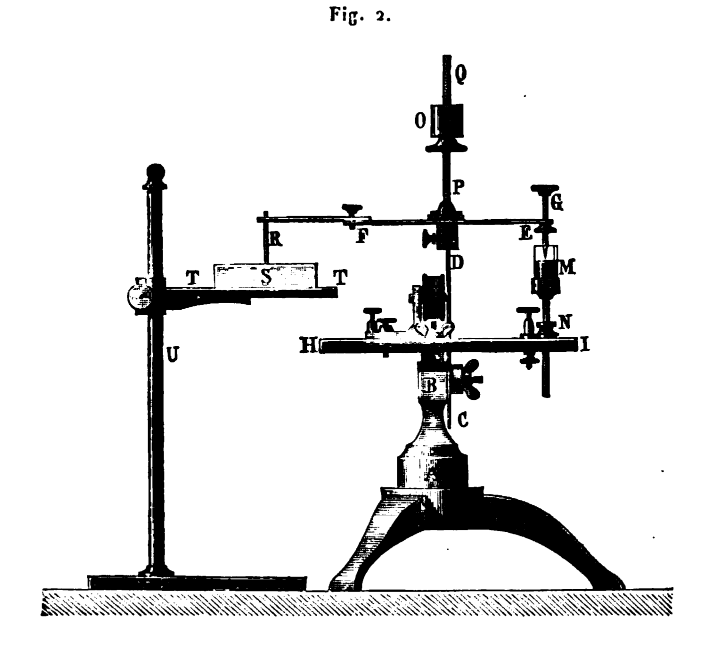
J'ai fait construire, dans ce but, une série de vases carrés et de vases rectangulaires. Les uns sont faits avec des lames de glace; les autres sont en bois. Ces derniers ont été creusés dans des blocs d'un bois bien homogène et on leur a conservé une épaisseur de

parois d'environ $0^m,01$. Tous ces vases ont une profondeur bien constante. Les vases en bois ne conviennent que pour le mercure; les autres peuvent être employés pour l'eau et pour les autres liquides qui ne dissolvent pas le mastic.

J'ai cherché un procédé d'ébranlement du liquide qui permît de le faire vibrer seul, autant que possible, et qui donnât facilement la période du mouvement vibratoire. La grande épaisseur laissée aux parois des vases avait pour but d'empêcher les vibrations du liquide de se communiquer sensiblement au vase.

Sur un support en fonte très pesant (*fig.* 2) est fixé une sorte

Fig. 2.



d'étau à deux vis AB, qui serre, près de son extrémité inférieure, une lame d'acier verticale CD. A l'extrémité supérieure de cette lame s'attache une barre horizontale en cuivre EF, et l'extrémité F de cette barre porte une tige d'acier verticale R, qui agira directement sur le liquide. Le vase rectangulaire T est placé sur une tablette horizontale, au-dessous de la tige R, et le liquide affleure exactement à l'extrémité de cette tige. Si l'on met la lame CD en vibration, la tige pénètre dans le liquide et en ressort périodiquement. Les vibra-

tions de la lame sont entretenues par un électro-aimant et par l'interrupteur à mercure G, M.

Le liquide peut ainsi être attaqué en un point quelconque de la surface. Il y aura symétrie par rapport à deux des côtés du vase si l'on prend le point d'attaque sur la bissectrice de leur angle.

Pour une même lame vibrante, on fait varier la période des vibrations au moyen de la tige à vis Q et du poids cylindrique O, mobile sur cette tige. On peut du reste, dans ce but, allonger ou raccourcir la partie vibrante et même changer la lame.

Lorsqu'on a déterminé un mouvement vibratoire à la surface d'un liquide, il est assez difficile d'apercevoir directement les divisions. Ainsi, pour le mercure, on est obligé de se placer assez loin et de regarder très obliquement, de façon à ne recevoir que la lumière diffuse. Le procédé suivant a réussi parfaitement.

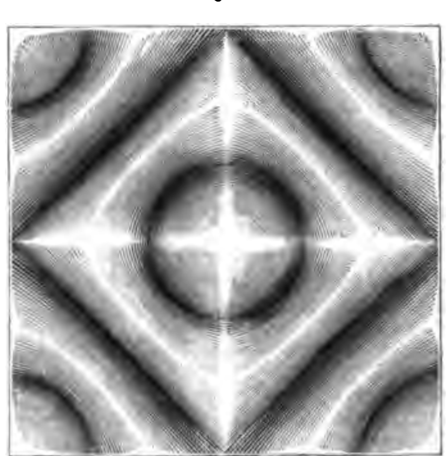
On fait tomber sur la surface du liquide un faisceau de lumière presque parallèle, provenant d'une lampe ou d'un bec de gaz, et l'on place à l'opposite un écran blanc qui reçoit le faisceau réfléchi. Si l'axe du faisceau incident est perpendiculaire à l'un des côtés du vase, et que l'écran soit parallèle au même côté, on obtient sur cet écran une impression rectangulaire qui sera semblable à la surface liquide dans le cas où l'écran fera avec les rayons réfléchis le même angle que la surface liquide avec les rayons incidents. Tant que le liquide est en repos, cette impression est uniformément éclairée. Aussitôt que le mouvement vibratoire se produit, on voit apparaître des espaces plus brillants et d'autres plus sombres, et, pour des valeurs convenables de la période, les figures obtenues ont une grande netteté.

On distingue dans les figures nettes de petits espaces fortement éclairés, des lignes un peu moins brillantes et des espaces relativement sombres. Les petits espaces très éclairés correspondent aux ventres de vibration et les lignes brillantes aux lignes ventrales. Il est facile de s'en rendre compte. Les ventres de vibration et les espaces qui les avoisinent immédiatement forment, par suite du mouvement vibratoire, de véritables miroirs courbes, tantôt concaves, tantôt convexes, alternativement. Lorsque la surface devient concave, les rayons réfléchis sont convergents et l'éclairage est très vif sur un petit espace. De là une succession d'illuminations au même point de l'écran et une sorte de mouvement vibratoire

visible si la durée de la période est moindre que celle de l'impression sur la rétine. La même chose a lieu jusqu'à un certain point pour les lignes ventrales. Il en est tout autrement pour les lignes nodales, parce que, de part et d'autre de ces lignes, la surface est concave d'un côté et convexe de l'autre.

La *fig.* 3 représente la forme de la figure qu'on obtient sur

Fig. 3.



l'écran, avec un vase carré de 5^c de côté et du mercure sur une profondeur de $1^c,56$, lorsqu'on attaque le mercure au centre du carré et que la lame vibrante exécute cent quarante-deux vibrations doubles en trente secondes. Elle se rapporte à la *fig.* 1.

La position connue des ventres, des lignes ventrales et des lignes nodales fait connaître le mode de division de la surface en mouvement.

Il serait facile de projeter les figures, en disposant au-dessus de la surface liquide un miroir incliné à 45° et en recevant les rayons réfléchis sur une lentille qui donnerait une image nette sur un écran vertical; mais il faudrait alors employer une source de lumière beaucoup plus intense et opérer dans une chambre obscure.

Lorsqu'on veut déterminer la durée de la période du mouvement vibratoire correspondant à une certaine figure de la surface, il se présente une difficulté qui tient à la production d'harmo-

niques. La même figure peut s'obtenir avec plusieurs périodes du mouvement de la lame vibrante. Mais, si le mouvement n'est pas trop rapide, on reconnaît facilement la vraie période qui correspond à cette figure. Il suffit de comparer le mouvement vibratoire sur l'écran avec celui de la lame et de voir s'il y a synchronisme.

La nécessité de cette comparaison m'a obligé à ne jamais employer de mouvements vibratoires très rapides. Il y a à cela un autre avantage : c'est que les divisions de la surface sont plus grandes et que les détails s'observent mieux. Mais on ne peut obtenir ainsi qu'un nombre relativement restreint de figures, celles qui se rapportent à des valeurs assez faibles de n et n'.

Dans ces conditions, pour avoir avec exactitude la durée de la période, il m'a suffi de faire usage d'une montre à secondes. J'ai pu compter jusqu'à deux cent seize périodes en trente secondes. L'opération est facilitée par les petites étincelles de l'interrupteur et le bruit sec qui les accompagne.

(*A suivre.*)

EXPÉRIENCES SUR LA COMPRESSIBILITÉ DES MÉLANGES GAZEUX;

PAR M. CAILLETET.

En poursuivant mes recherches sur la compression des gaz, j'ai constaté, ainsi que M. Andrews et plusieurs autres savants l'avaient déjà fait, que l'acide carbonique mélangé à l'air ne se liquéfie plus avec la même facilité que l'acide pur.

J'ai étudié également les mélanges d'acide carbonique et de protoxyde d'azote avec l'oxygène, l'hydrogène et l'azote, et j'ai constaté plusieurs faits intéressants dont je poursuis l'étude en ce moment.

J'emploie pour mes recherches l'appareil qui m'a servi pour la liquéfaction des gaz, et je mesure les pressions à l'aide d'un manomètre à azote que j'ai décrit à l'occasion de mes recherches sur la loi de Mariotte (¹).

En comprimant dans le tube de l'appareil un mélange de 1^{vol}

(¹) Voir *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXVIII, p. 61.

d'air et de 1^{vol} d'acide carbonique, la liquéfaction n'est plus possible même à zéro et à 400^{atm}, le point critique de ce mélange étant situé bien au-dessous de la température de la glace fondante.

Lorsque l'on comprime un mélange de 5^{vol} d'acide carbonique et de 1^{vol} d'air, l'acide carbonique se liquéfie facilement si la température n'est pas supérieure à $+21^{\circ}$; puis, si l'on augmente la pression jusqu'à 150-200^{atm}, le ménisque de l'acide liquéfié, qui était concave, d'une netteté parfaite, devient bientôt plan, ne semble plus toucher les parois du tube, s'efface peu à peu, et le liquide disparaît.

Si l'on agite alors le tube, on ne voit plus le liquide, mais des stries nombreuses indiquent que la matière qui occupe le sommet du tube n'est pas entièrement homogène. En continuant à agiter l'appareil, les stries disparaissent bientôt, et le tube ne contient plus qu'une masse gazeuse qui résiste à toutes les pressions presque autant qu'un liquide.

Si l'on diminue la pression avec lenteur, afin d'éviter les phénomènes de refroidissement, on observe que le liquide reparaît toujours à une pression constante pour une température déterminée; il se produit alors au-dessus du mercure un brouillard blanc opaque qui se développe et s'évanouit en un instant, en découvrant le niveau du liquide qui vient de reparaître. En opérant sur un mélange formé de 5^{vol} d'acide carbonique et de 1^{vol} d'air, le liquide carbonique reparaît à

132^{atm}	à la température de +	$5^{\circ},5$
124	»	10
120	»	13
113	»	18
110	»	19

Le gaz carbonique comprimé à $+21^{\circ}$ ne se liquéfie plus même à 400^{atm}.

Les mélanges formés d'acide carbonique et de mêmes volumes d'azote, d'hydrogène et d'oxygène ne se liquéfient pas sous les mêmes pressions; il semble que chaque gaz constitue un mélange jouissant de propriétés particulières.

La disparition du liquide, qui a lieu dans tous les cas, ne peut

s'expliquer par l'élévation de la température causée par la compression. Dans mes expériences, le tube qui contient les gaz est maintenu à température fixe au moyen d'un manchon qui reçoit un courant d'eau à température constante, et la compression se fait assez lentement pour que la chaleur développée ne puisse troubler les résultats.

On pourrait supposer que la disparition du liquide n'est qu'apparente et que, l'indice de réfraction de l'air comprimé augmentant plus vite que celui de l'acide liquide, il arrive un moment où la surface de séparation du gaz et du liquide cesse d'être visible au moment où les deux indices deviennent égaux.

Cette explication ne peut être admise, car, en augmentant de plusieurs centaines d'atmosphères la pression du système, la surface de séparation du gaz et du liquide redeviendrait visible, l'indice de réfraction du gaz continuant à augmenter par hypothèse plus rapidement que l'indice du liquide. Or l'expérience que j'ai poussée jusqu'à 450^{atm} n'a donné que des résultats négatifs.

En réalité, tout se passe comme si à un certain degré de compression l'acide carbonique liquéfié se diffusait dans le gaz que le tube contient, en produisant une matière homogène sans changement sensible de volume.

Il est donc permis d'admettre que le gaz et le liquide se sont dissous l'un dans l'autre. J'ai essayé de vérifier cette hypothèse en rendant visible l'acide liquide, ce qui serait facile en le colorant; de toutes les substances essayées, l'iode seul a pu se dissoudre, mais son action sur le mercure est si rapide, que le tube est aussitôt rendu opaque par la couche d'iodure de mercure qui masque le phénomène.

En résumé, on peut supposer que sous de hautes pressions un gaz et un liquide, tels que l'acide carbonique ou le protoxyde d'azote, peuvent se dissoudre l'un dans l'autre en formant un tout homogène.

SUR LE RENDEMENT ÉCONOMIQUE DES MOTEURS ÉLECTRIQUES ET SUR LA MESURE DE LA QUANTITÉ D'ÉNERGIE QUI TRAVERSE UN CIRCUIT ÉLECTRIQUE;

Par M. MARCEL DEPREZ.

Quand, sur le circuit d'une pile, on intercale un moteur, l'intensité du courant est différente, suivant que le moteur est en repos ou tourne en développant un certain travail. Soient I l'intensité du courant quand le moteur est immobile, et i son intensité quand le moteur travaille. Après avoir mesuré ces deux valeurs, arrêtons le moteur et introduisons dans le circuit une résistance telle que l'intensité du courant soit ramenée de I à i. Dans ces conditions, la production d'énergie par la pile est évidemment la même que lorsque le moteur travaillait, puisque la force électromotrice de la pile et l'intensité du courant sont restées les mêmes. D'autre part, la consommation d'énergie n'a évidemment pas varié dans la partie du circuit étrangère au moteur et à la résistance additionnelle. Nous sommes donc en droit d'affirmer que, comme consommation d'énergie, le moteur en travail d'une part, et le moteur en repos et la résistance additionnelle d'autre part, se remplacent identiquement.

Or, la quantité d'énergie absorbée dans une simple résistance et convertie en chaleur, pendant l'unité de temps, a pour expression le produit de la résistance par le carré de l'intensité du courant.

En représentant par r_1 la résistance du moteur en repos, par r_2 la résistance additionnelle qui est nécessaire pour ramener le courant à l'intensité i, et par Q la quantité de chaleur qui traverse l'ensemble de ces deux résistances, on a

$$Q = (r_1 + r_2) i^2.$$

D'après ce qui précède, c'est cette même quantité d'énergie qui traverse le moteur en mouvement, tant sous forme de chaleur que sous forme de travail. Désignons ce dernier par T; on a

$$T + r_1 i^2 = (r_1 + r_2) i^2 \quad \text{ou} \quad T = r_2 i^2.$$

En comparant cette portion d'énergie convertie en travail utile à

la quantité totale qu'absorbe le moteur, on a l'expression du rendement

$$\frac{T}{Q} = \frac{r_2}{r_1 + r_2}.$$

Cette expression très simple peut être remplacée par une autre, qui a une grande importance dans le cas où le courant est engendré par une machine dynamo-électrique. Désignons par E_1 la force électromotrice de la machine génératrice, par E la force électromotrice inverse de la machine réceptrice, qui, par sa rotation même, tend à engendrer un courant de sens contraire à celui de la machine génératrice. Le courant qui circule dans l'ensemble du circuit et des deux machines est dû à la différence $E_1 - E$; son intensité a pour expression, en désignant par R la résistance *statique* (1) des deux machines et du circuit extérieur,

$$I = \frac{E_1 - E}{R}.$$

Cherchons maintenant la valeur de la résistance r_2 qu'il faudrait ajouter au circuit pour que le courant qui le traverse, quand on s'oppose à la rotation de la machine réceptrice, ait encore l'intensité I; cette résistance r_2 sera donnée par l'équation

$$\frac{E_1 - E}{R} = \frac{E_1}{R + r_2},$$

d'où

$$r_2 = \frac{E_1 R}{E_1 - E}.$$

La valeur du rendement économique absolu de la machine réceptrice sera égale, d'après le théorème précédent, à $\frac{r_2}{r_1 + r_2}$ dans laquelle r_1 devra être remplacé par la *résistance totale* R de tout le circuit. Ce rendement, qui n'est autre que le rapport du travail transmis au travail dépensé, devient alors, en remplaçant r_2 par sa valeur,

$$\frac{E}{E_1},$$

(1) Je désigne ainsi la résistance des machines à l'état de repos.

expression remarquable, qui est indépendante de la résistance du circuit extérieur ([1]). Ce fait peut sembler extraordinaire au premier abord, et même contradictoire à certaines expériences, dans lesquelles on ne s'est peut-être pas préoccupé suffisamment de réaliser les conditions du maximum de rendement. Pour le rendre moins paradoxal, il suffit de rappeler que, lorsqu'un courant est employé à produire de l'énergie sous une autre forme que le travail mécanique, par exemple la décomposition de l'eau dans un voltamètre, le nombre d'équivalents d'eau décomposés est toujours égal au nombre d'équivalents de zinc dissous dans chacun des éléments de la pile, quelle que soit la longueur du circuit extérieur, qui, d'ailleurs, n'a plus d'influence sur le nombre des éléments nécessaires pour opérer cette décomposition. Il y a donc là un fait expérimental bien constaté, dans lequel le rendement économique n'est pas influencé par le circuit extérieur.

Je passe maintenant à la description de l'appareil permettant de mesurer la quantité d'énergie qui passe pendant l'unité de temps dans un circuit électrique compris entre deux points A et B.

Joignons ces deux points par un circuit auxiliaire d'une grande résistance, dans lequel nous intercalerons un rhéomètre à fil fin et long, tandis que dans le circuit principal nous plaçons un rhéomètre à gros fil. Cela posé, cherchons l'expression de la quantité d'énergie qui passe dans le circuit principal, en fonction des intensités de ces deux courants, mesurées par les déviations des aiguilles des rhéomètres.

Désignons par I et R l'intensité et la résistance du circuit principal, par I′ et R′ les quantités correspondantes dans le circuit auxiliaire. Soit E la différence des potentiels en A et en B. La quantité d'énergie qui passe dans le circuit principal est exprimée par RI^2 ou EI, tandis que l'intensité du courant dans le circuit auxiliaire a pour valeur

$$\frac{E}{R_1} = I',$$

d'où

$$E = R'I',$$

([1]) Cette expression du rendement a déjà été donnée par M. Cabanellas.

et par suite

$$EI = R'II'.$$

La quantité d'énergie est donc proportionnelle au produit des intensités des deux courants ou au produit des déviations des aiguilles.

J'ai imaginé plusieurs dispositions qui donnent immédiatement, et par une simple lecture, la valeur de ce produit II'. La plus simple d'entre elles consiste en un cadre multiplicateur, d'assez grande dimension, dans l'intérieur duquel se trouve un second cadre mobile sur des couteaux. Sur le cadre fixe est enroulé un fil fin et long, faisant un grand nombre de tours et constituant le circuit dérivé. Le second cadre est, au contraire, entouré d'un fil très gros, traversé par le courant principal. Deux petites coupes remplies de mercure, et dans lesquelles plongent des lames attachées au cadre mobile, permettent de lui amener le courant sans nuire en rien à sa mobilité. Enfin une petite masse fixée au cadre mobile, dans le prolongement de la droite qui joint l'axe des couteaux au centre de gravité de ce cadre, permet d'obtenir l'effort antagoniste qui doit faire équilibre au couple résultant des actions réciproques des deux cadres, lequel est proportionnel au produit II' des intensités des deux courants qui traversent ces cadres. En ajoutant à cet appareil un totalisateur que j'ai imaginé en 1876 (1) et qui a été appliqué depuis dans le wagon d'expériences de la Compagnie du chemin de fer de l'Est, on peut obtenir, à un instant quelconque, la valeur de l'intégrale $\int_0^t II'dt$, qui fait connaître la quantité totale d'énergie qui a traversé le circuit pendant le temps t.

Le mesureur d'énergie permettra de réaliser facilement des expériences qui présentent d'assez grandes difficultés quand on emploie la méthode ordinaire. Parmi elles, je citerai la mesure de la quantité de chaleur nécessaire pour opérer une décomposition chimique.

---

(1) Ce totalisateur diffère de ceux qui sont connus, par l'adjonction d'un mécanisme auquel j'ai donné le nom de *servo-moteur cinématique*, et qui permet à des appareils très délicats de commander avec une extrême précision le mouvement d'organes soumis à des frottements relativement considérables.

Sa graduation peut être faite soit en calories, soit en kilogrammètres par minute, soit en chevaux-vapeur. Appliqué à une lampe électrique, par exemple, il indiquera à chaque instant le travail absorbé par la production de la lumière. Pour le graduer, il faut employer tout le courant qui traverse le circuit principal à chauffer un calorimètre dont on fera varier la résistance. A chacune de ces résistances correspondra un nombre déterminé de calories par minute et une position de l'aiguille de l'instrument. On pourra ainsi déterminer plusieurs points de la graduation du cadran et achever cette graduation par interpolation graphique. Un instrument étalon ainsi gradué avec beaucoup de soin permettra de graduer autant d'instruments que l'on voudra.

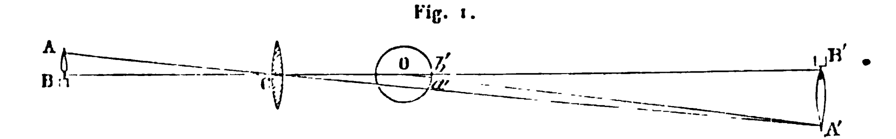
UNE EXPÉRIENCE D'OPTIQUE PHYSIOLOGIQUE;

PAR M. BIBART.

Voici une expérience fort simple qui montre bien que nous reportons toujours à l'extérieur les impressions reçues par la rétine.

On dispose une bougie AB un peu au delà du foyer F d'une lentille convergente C, de façon à former sur un écran situé à 3^m de distance environ une image A'B' renversée de la bougie.

Fig. 1.



En plaçant l'œil derrière la lentille, on voit une image droite de la bougie; cette image grandit lorsqu'on éloigne l'œil de la loupe, mais en même temps elle perd sa netteté.

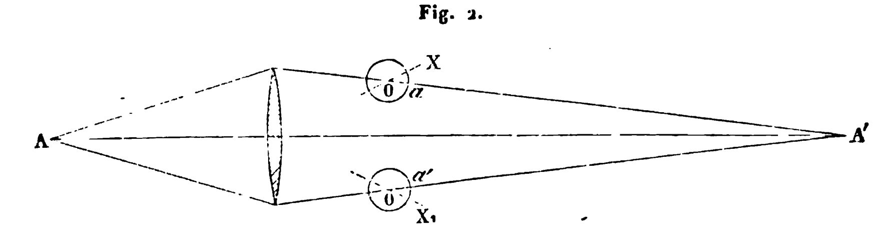
Si l'on maintient, au contraire, l'œil dans une position invariable derrière la lentille, et qu'on éloigne la bougie, l'image devient confuse, parce que les rayons qui pénètrent dans l'œil deviennent trop convergents ; si l'on rapproche la bougie, l'image redevient nette, grandit, puis devient de nouveau confuse, parce que les rayons qui pénètrent dans l'œil sont trop divergents.

Cette expérience prouve bien que nous sommes portés à attribuer à la présence d'un objet extérieur toute impression reçue par la rétine, puisque, dans ce cas, nous *voyons* une image *située devant nous* alors qu'il n'en existe pas, soit réelle, soit virtuelle.

Il résulte encore de là que l'œil peut concentrer sur la rétine des rayons faiblement convergents aussi bien que des rayons faiblement divergents et que, dans le cas de la loupe, il n'est pas absolument nécessaire de supposer l'objet entre la lentille et le foyer.

Si la lentille est assez grande pour que les yeux puissent trouver place en même temps dans le cône des rayons réfractés, les yeux

Fig. 2.



se dirigent vers cet objet, que nous supposons situé en avant; les images *a* et *a'* se forment alors sur des points symétriques des deux rétines, et nous voyons deux images apparaître. En fermant un œil, nous ferons disparaître l'image située du même côté.

Cette dernière expérience est surtout facile à réaliser avec un miroir concave.

DE LA MESURE DES INDICES DE RÉFRACTION DES LIQUIDES;

Par M. J. MACÉ DE LÉPINAY.

L'une des difficultés que l'on rencontre dans la mesure des indices des liquides provient de ce que les lames de verre qui forment les parois latérales de l'auge prismatique ne sont pas à faces parallèles, ce que l'on constate en observant que le prisme, même vide de liquide, dévie encore la lumière. Le Tableau de correction donné plus loin a pour but de permettre de corriger cette cause d'erreur, pourvu que la déviation propre du prisme ne soit pas trop considérable.

On s'est appuyé sur ce que, au voisinage du minimum de déviation, on peut faire tourner légèrement le prisme sans altérer la déviation produite d'un angle appréciable. On peut supposer dès lors que le prisme, au moment où l'on mesure la déviation, occupe une position telle que la direction du rayon lumineux dans l'intérieur du liquide soit la même que si les lames de verre étaient à faces parallèles.

Désignons par

B l'angle du prisme intérieur constitué par le liquide, défini plus haut;

D la déviation minimum observée;

m l'indice approché du liquide, calculé par la formule

$$m = \frac{\sin \frac{B+D}{2}}{\sin \frac{B}{2}};$$

n l'indice du verre;

α et α' les angles au sommet des prismes constitués par les deux lames de verre, angles que nous supposerons d'abord tournés de telle sorte que la déviation propre du prisme vide soit de même sens que celle du prisme plein de liquide.

On trouve, pour l'indice corrigé M,

$$M = m - \frac{\alpha + \alpha'}{2} \cdot \frac{\sqrt{n^2 - m^2 \sin^2 \frac{B}{2}} - \sqrt{1 - m^2 \sin^2 \frac{B}{2}}}{\sin \frac{B}{2}}.$$

$M - m$ est donc négatif dans ce cas; il est positif lorsque la déviation du prisme vide est de sens contraire.

Dans cette formule entrent les angles $\alpha + \alpha'$ et B. Il s'agit tout d'abord de les mesurer.

Pour mesurer $\alpha + \alpha'$, disposons le prisme *vide* sur la plate-forme du goniomètre, de telle sorte que la base du prisme soit parallèle au rayon lumineux, et mesurons la déviation Δ qu'il produit dans

ces circonstances. $\alpha+\alpha'$ sera donné par la relation

$$\alpha+\alpha'=\Delta\frac{\cos\frac{A}{2}}{n\cos b-\cos\frac{A}{2}},$$

A représentant l'angle extérieur de l'ensemble des trois prismes; quant à l'angle b, il se calcule par la formule

$$n\sin b=\sin\frac{A}{2}.$$

Pour calculer l'angle B, il suffira de mesurer l'angle extérieur A de l'ensemble des trois prismes; on aura

$$B=A-(\alpha+\alpha'),$$

$\alpha+\alpha'$ étant toujours positif ou négatif selon que Δ est de même sens que D ou de sens contraire ([1]).

Le terme de correction dépendant, tout à la fois, pour une valeur donnée de Δ, de l'indice approché du liquide et de l'angle au sommet B du prisme, est donné ci-dessous par une Table à double entrée dans les limites pratiques.

Ce terme de correction étant proportionnel à Δ, la Table ne contient ses valeurs que dans le cas de $\Delta=1'$.

Il ne faut pas oublier que ce terme de correction est négatif dans le cas où Δ est de même sens que D, positif dans le cas contraire.

Déviation propre du prisme : $\Delta=1'$.

B.............	45°.	50°.	55°.	60°.	65°.
$\alpha+\alpha'$	1′39″	1′36″	1′33″	1′30″	1′26″
$m=1,3$	$\Delta m=0,000363$	326	297	273	251
$m=1,5$	0,000378	341	314	293	275
$m=1,7$	0,000387	361	339	325	318

([1]) Pour effectuer la mesure de l'angle A, il est nécessaire de remplir le prisme d'une dissolution concentrée d'acide phénique, dont l'indice de réfraction est très voisin de celui du verre, sans quoi on observe le plus souvent, par réflexion sur chacune des faces du prisme, deux images distinctes de la fente. Celle qui provient de deux réflexions successives sur les deux faces de la lame prismatique de verre disparaît complètement par l'emploi de l'acide phénique.

Aug. RIGHI. — Sulla dilatazione dei coibenti armati per effetto della carica (De la dilatation de la lame isolante d'un condensateur par l'effet de la charge); in-4°, 18 p. Bologna, 1879.

Dans le courant de l'année 1878-1879, j'ai exécuté des expériences qui prouvent que la lame isolante d'une bouteille de Leyde se dilate par la charge et que l'accroissement de volume observé est soumis aux deux lois suivantes :

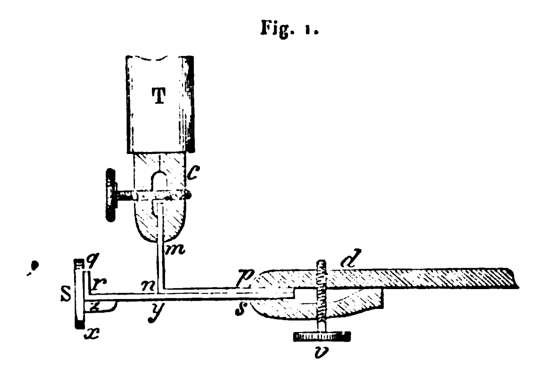
1° *La dilatation électrique est proportionnelle au carré de la différence de potentiel des armatures.*

2° *Elle est en raison inverse de l'épaisseur de la lame isolante.* Ce dernier résultat, ne pouvant se déduire des lois de Coulomb, tend à établir une propriété nouvelle de l'électricité.

M. Righi revient sur l'étude du phénomène que j'ai observé ; il effectue d'abord à ce sujet de nouvelles mesures, et, retrouvant les lois que j'ai moi-même indiquées, il recherche ensuite les causes de la dilatation électrique, qu'il divise en dilatation instantanée disparaissant instantanément par la décharge et en dilatation persistante, cette dernière ne se produisant que si la charge a duré un temps sensible.

1. *Expériences de mesure.* — M. Righi emploie des condensa-

Fig. 1.



teurs formés par des tubes de verre d'épaisseurs variables et à armatures solides ou liquides ; il les charge au moyen d'une machine de Holtz munie d'un micromètre à boules avec lequel on

fait varier la différence de potentiel des armatures; cette différence est appréciée par un électromètre à réflexion.

On adapte l'extrémité de chaque tube à un appareil à réflexion représenté par la figure ci-contre. Le condensateur tubulaire T est fixé à une pince *c* serrant un ressort d'acier *mnp* recourbé à angle droit; une autre pince *d* horizontale peut se mouvoir verticalement au moyen d'une vis micrométrique *v* donnant le centième de millimètre. Dans la pince se trouve fixé un autre ressort d'acier *qrs* encore recourbé à angle droit et portant un petit miroir. Les deux ressorts sont réunis solidement dans la partie *ps*. Une échelle verticale divisée en millimètres est à 3^m du miroir; son image s'y réfléchit et est observée dans une lunette.

Il résulte de cette disposition que la moindre variation dans la longueur du tube se traduit par un déplacement apparent très considérable de l'échelle; le rapport des deux déplacements dans l'appareil était de 1 à 7500.

M. Righi constate que les condensateurs tubulaires s'allongent par la charge et se raccourcissent ensuite par la décharge; de plus, les variations des longueurs des tubes au moment de la décharge donnent une confirmation des lois que j'avais établies antérieurement par une méthode toute différente. Ainsi les allongements des tubes de verre sont proportionnels aux carrés de la différence de potentiel des armatures et en raison inverse de l'épaisseur de ces tubes.

2. *Recherche des causes du phénomène.* — On sait que, dans un condensateur chargé, l'électricité pénètre à une petite distance des armatures dans la lame isolante; on admet souvent, en outre, que les molécules du diélectrique *se polarisent*, c'est-à-dire qu'elles se chargent à leurs extrémités opposées d'électricités de noms contraires et s'orientent en se réunissant par leurs *pôles* de noms contraires, de façon que sur chaque plan parallèle aux armatures ne se trouvent que des pôles de mêmes noms. Le diélectrique est ainsi assimilé à un aimant, et M. Righi invoque cette comparaison en faisant remarquer que, si des aiguilles aimantées sont placées parallèlement les unes aux autres avec leurs pôles de même nom en regard, elles se repousseront, tandis qu'elles s'attireront si on les met à la suite avec des pôles de noms contraires en regard; dans

cette manière de voir, un aimant composé d'aimants particulaires orientés suivant la ligne des pôles devrait se raccourcir et augmenter de section par l'aimantation : or des expériences bien connues prouvent absolument le contraire.

Mais il faut remarquer qu'il n'est pas permis de considérer un corps solide, un barreau aimanté, comme formé seulement d'aimants élémentaires juxtaposés. Cette remarque s'applique nécessairement à l'hypothèse de M. Righi, comparant une lame de condensateur à une série de corpuscules électrisés et orientés comme les éléments d'un aimant, et admettant que cette lame doit, après la charge, s'allonger dans le sens des plans de niveau et s'aplatir dans le sens des lignes de forces; l'expérience où il montre que deux parallélépipèdes isolants et polarisés par l'électricité statique s'attirent ou se repoussent suivant que l'on met en regard des pôles de noms contraires ou de même nom ne prouve pas plus que l'attraction ou la répulsion de deux aimants. D'ailleurs, si l'on calcule complètement l'effet des pressions dues à la polarisation du diélectrique, on trouve que la dilatation de la lame isolante d'un condensateur chargé, due à cette polarisation, est en raison inverse du carré de l'épaisseur de cette lame et non en raison inverse de cette épaisseur, comme l'ont prouvé mes expériences et comme le prouvent encore les mesures si délicates de M. Righi.

M. Righi termine son travail par l'étude de la dilatation persistante, et comme cette dilatation reste la même quand on communique au condensateur un nombre déterminé de charges, soit toutes de même sens, soit de sens contraires dans un ordre quelconque, il conclut qu'elle ne peut s'expliquer par la pénétration de l'électricité dans le diélectrique et qu'elle est due à l'action de la chaleur. E. Duter.

RITTER. — Untersuchungen über die Höhe der Atmosphäre, etc. (Recherches sur la hauteur de l'atmosphère, etc.); *Ann. der Physik und Chemie*, t. V, p. 405; 1878.

Partant de ce principe, *la quantité de chaleur qu'il faut communiquer à une masse d'air refroidie jusqu'au zéro absolu pour l'amener, sous pression constante égale à la pression atmosphé-*

rique, à l'état de la couche la plus basse de l'atmosphère est l'équivalent calorifique du travail mécanique qu'il faudrait dépenser pour élever cette même masse d'air de la surface de la terre aux limites de l'atmosphère, l'auteur calcule la hauteur de notre atmosphère en la supposant d'abord constituée par un gaz qui conserverait les propriétés de gaz parfait jusqu'au zéro absolu : il trouve ainsi 25^{km}. Effectuant ensuite le même calcul pour une atmosphère de vapeur d'eau pure, il obtient comme hauteur de cette atmosphère 350^{km}. Considérant enfin que, s'il n'est pas possible de faire un calcul exact pour les gaz réels qui se condensent certainement et se solidifient, comme la vapeur d'eau, avant d'atteindre le zéro absolu, on arriverait nécessairement alors à un résultat peu différent de celui que l'on a trouvé dans le cas de cette vapeur ; il conclut que la hauteur de notre atmosphère doit peu différer de 350^{km}, nombre bien d'accord avec celui que Schiaparelli déduit de l'observation des étoiles filantes. J. VIOLLE.

C. BARUS. — On the relation between the thermo-electric properties, the specific resistance and the hardness of steel (Relation entre les propriétés thermo-électriques, la résistance électrique et la dureté de l'acier); *Phil. Magazine*, t. VIII, p. 341; novembre 1879.

Afin d'obtenir une trempe régulière et sans déformation, les aciers étudiés furent pris sous la forme de fils que l'on tendait dans l'axe d'un tube de verre et que l'on faisait rougir au moyen d'un courant électrique au sein d'une atmosphère d'acide carbonique ; puis on remplissait rapidement le tube d'eau froide, de bas en haut. M. Barus a mesuré la force électromotrice thermo-électrique et la résistance électrique des fils ainsi trempés. Il a trouvé que la résistance électrique et la force électromotrice varient avec le degré de trempe, de telle façon que la résistance électrique est fonction linéaire de la force électromotrice acquise par l'acier, si bien que, d'après M. Barus, cette force électromotrice pourrait être prise comme mesure de la trempe et comme définissant, par suite, la dureté et la constante magnétique d'un acier. Si l'on passe d'un acier à l'autre, les constantes de la fonction prennent d'autres valeurs numériques. A partir d'une température rouge sombre, l'acier

change brusquement de propriétés : il devient cassant comme du verre, et il se comporte comme si à partir de ce moment il avait brusquement acquis une nouvelle composition chimique. Les observations de l'auteur sont d'ailleurs trop nombreuses pour trouver place dans cette analyse. G. LIPPMANN.

H. WILD. — Vollständige Theorie des Bifilarmagnetometers und neue Methoden zur Bestimmung der absoluten Horizontal-Intensität des Erdmagnetismus sowie der Temperatur und Inductions-Coefficienten der Magnete (Théorie complète du magnétomètre bifilaire, et nouvelles méthodes pour évaluer l'intensité horizontale absolue du magnétisme terrestre ainsi que les coefficients d'induction et de température des aimants); *Bulletin de l'Acad. imp. des Sciences de Saint-Pétersbourg*, t. XXVI, p. 69; 1880.

Dans la théorie qu'il a donnée du magnétomètre bifilaire, Gauss (¹) néglige la torsion des fils de suspension ainsi que l'induction exercée par le magnétisme terrestre sur l'aimant suspendu.

Par une étude attentive des constantes du bifilaire de l'Observatoire physique central de Saint-Pétersbourg et surtout des instruments plus parfaits de l'Observatoire magnétique et météorologique de Pawlowsk, M. Wild a reconnu que l'influence de la torsion et de l'induction était d'un ordre de grandeur supérieur aux erreurs possibles des mesures. Il a été ainsi conduit à faire une théorie complète du magnétomètre bifilaire, dont il ne publie, dans le Mémoire actuel, que les résultats.

1° L'influence de la torsion des fils peut être calculée au moyen de leurs dimensions et du coefficient d'élasticité de la matière dont ils sont formés; on peut aussi en déterminer empiriquement la valeur. Les deux méthodes fournissent des résultats concordants. Dans un bifilaire à fils de laiton de 4^m, le moment de torsion s'est trouvé, en nombres ronds, de 1 pour 100 du moment dû à la pesanteur; il atteint 7 pour 100 dans un instrument à fils d'acier de $0^m,3$ et se réduit à 0,3 pour 100 dans un instrument à fils de cocon de $1^m,2$. L'auteur recommande donc l'emploi des magnétomètres

---

(¹) *Resultate aus den Beobachtungen des magnetischen Vereins* im Jahre 1840, p. 1.

soutenus par des fils de cocon : ils doivent être enfermés dans une enceinte bien close et dont l'air est desséché par de l'acide sulfurique pour empêcher les changements d'élasticité de la soie résultant de sa propriété hygroscopique.

2° Quand on tient compte de l'induction et de la torsion, les écarts de la théorie et de l'expérience disparaissent complètement, et les diverses méthodes fournissent des valeurs très concordantes de la constante caractéristique de la sensibilité du bifilaire (angle de torsion).

3° La théorie complète du bifilaire a conduit M. Wild à indiquer une méthode, qu'il déclare excellente, pour évaluer séparément, par l'observation directe de l'angle de torsion et des durées d'oscillation de l'aimant dans les positions normale, retournée et transversale, les deux coefficients d'induction, correspondant l'un à l'affaiblissement, l'autre à l'augmentation du moment magnétique, produits par l'induction. Cette méthode offre l'avantage de n'employer que les actions réciproques d'aimants éloignés, que l'on peut calculer en toute rigueur.

4° La méthode indiquée par M. Wild (1) pour évaluer les coefficients de température du magnétomètre bifilaire offre les mêmes avantages.

5° L'auteur reproche à la méthode de Gauss (2), pour la mesure absolue de l'intensité horizontale du magnétisme terrestre, d'exiger la mesure de la durée d'oscillation d'un aimant unifilaire, mesure qui exige plus d'une demi-heure et ne permet pas de tenir un compte rigoureux des variations de l'intensité survenues dans cet intervalle; de plus, la réduction des déviations exige l'emploi des variations de la déclinaison en même temps que de l'intensité horizontale.

M. Wild propose de se servir du magnétomètre bifilaire, devenu, grâce à la théorie nouvelle, un instrument de haute précision. Soient, comme dans la méthode de Gauss, deux aimants de moments magnétiques M et M', que l'on disposera successivement sur une nacelle

---

(1) *Ueber Bestimmung der Temperatur-Coefficienten von Stahlmagneten* (*Bulletin de l'Acad. des Sc. de Saint-Pétersbourg*, t. XIX, p. 20).

(2) GAUSS, *Intensitas vis magneticæ terrestris ad mensuram absolutam revocata*. Gottingæ, 1833.

à suspension bifilaire. Placons d'abord l'aimant M dans la nacelle, perpendiculairement au méridien magnétique (position transversale), et soit z l'angle de torsion. Plaçons ensuite l'aimant M' sur la nacelle, l'aimant M en travers, avec son centre dans le méridien magnétique passant par l'axe de rotation du bifilaire et à une distance connue; enfin tournons le cercle de torsion jusqu'à amener l'aimant M' dans la position transversale, et mesurons l'angle de torsion z_1. Retournons enfin l'aimant M bout pour bout, de telle sorte que son pôle nord regarde vers le sud; nous obtiendrons de même un troisième angle de torsion z_2.

Les équations qui se rapportent aux trois expériences sont telles que toutes les quantités inconnues s'éliminent, et, quant aux variations de l'intensité survenues d'une mesure à la suivante, on en tiendra compte rigoureusement par l'observation simultanée d'un bifilaire de variations. L'aimant observé étant toujours sensiblement perpendiculaire au méridien magnétique, les variations de la déclinaison n'exercent ici aucune influence sensible. On remarquera d'ailleurs que, grâce à la grande sensibilité du bifilaire, l'aimant M peut être placé très loin de M', ce qui n'a pas lieu quand on emploie des aimants suspendus à un seul fil.

L'auteur termine son Mémoire en indiquant, sans démonstration, les formules qui résultent de sa théorie. E. Bouty.

PERRY et AYRTON. — A dispersion-photometer (Photomètre à dispersion); *Phil. Magazine*, 5e série, t. IX, février 1880.

Si la source lumineuse, comparée à la source unité au moyen d'un photomètre de Bouguer, a une très grande intensité, comme l'arc voltaïque par exemple, on est obligé de l'éloigner considérablement.

MM. Ayrton et Perry évitent cet inconvénient en plaçant devant la source une lentille divergente, qui, étalant la lumière, réduit l'intensité lumineuse par unité de surface dans un rapport connu.

H. Pellat.

D. TOMMASI. — Sull' equilibrio termico nelle azioni chimiche (Sur l'équilibre thermique dans les actions chimiques); Florence, 1879.

L'auteur soumet diverses substances, telles qu'acide azotique, azotate ou azotite de potasse, sulfate ferreux ou ferrique, acides arsénieux et arsénique, et leurs combinaisons avec la potasse, etc., à l'action du mélange d'hydrogène et d'oxygène provenant de la décomposition de l'eau par la pile. Il conclut de ses recherches que, si l'oxydation ou la réduction du composé sur lequel il opère peuvent commencer avec la même facilité, l'action qui se produit est celle qui dégage le plus de chaleur; que, si l'une des actions peut commencer plus facilement, elle se produit de préférence, alors même qu'elle dégagerait moins de chaleur que l'autre.

E. Bouty.

AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE AND ARTS.

2e semestre. — Volume XVIII. — Année 1879.

JOHN-W. DRAPER. — Nouvelle forme de spectromètre; distribution de l'intensité de la lumière dans le spectre, p. 30.

On admet généralement que le jaune est la couleur du spectre dont l'intensité lumineuse est la plus grande; si donc on fait tomber sur un spectre de la lumière blanche d'intensité croissante, le spectre finira par disparaître, mais on doit s'attendre à voir le jaune disparaître le dernier. M. John-W. Draper montre qu'il en est tout autrement, et ses expériences l'amènent à conclure que la lumière est distribuée uniformément dans le spectre normal, ainsi que la chaleur.

On prend un spectroscope ordinaire à trois tubes, et l'on remplace la plaque divisée du micromètre par une lame de verre dépolie sur les deux faces. Si l'on place un bec de gaz derrière cette lame, le champ du spectroscope sera illuminé uniformément, et l'on apercevra le spectre se détachant sur un fond éclairé. En rapprochant le bec de gaz de la lame dépolie, l'éclairement général du

champ augmente et le spectre se raccourcit dans la partie violette. On peut arriver ainsi successivement à faire disparaître toutes les couleurs les unes après les autres en augmentant suffisamment l'éclairement du fond.

Les couleurs disparaissent dans l'ordre où elles se trouvent dans le spectre, du violet au rouge. Le jaune s'évanouit à son tour, et c'est le rouge qui persiste le dernier. Il est donc prouvé que le jaune n'est pas la couleur la plus intense du spectre prismatique; le rouge possède une intensité plus grande.

M. Draper a pensé que cette intensité du rouge pouvait tenir seulement à ce que cette couleur est resserrée dans le spectre prismatique. Il a répété alors l'expérience avec un spectre normal, formé par un réseau, et, en augmentant convenablement l'éclairement du champ, il a vu toutes les couleurs disparaître en même temps.

L'expérience réussit également bien quand on opère avec le spectre du gaz d'éclairage et avec celui du Soleil.

Ces expériences, que tout le monde peut aisément répéter, conduiraient donc à cette conclusion importante que, dans le spectre normal, l'intensité de la lumière est distribuée d'une manière uniforme.

En 1872, M. John-W. Draper était arrivé à une conclusion identique pour la distribution de la chaleur dans le spectre.

H.-W. WILEY. — Moyen de prévenir la combustion trop rapide des charbons de la lampe électrique, p. 55.

Les charbons que l'on emploie d'ordinaire en Amérique pour produire l'arc électrique sont légers, relativement mous, rougissent sur une grande étendue et se consument très vite. L'auteur en a cependant obtenu d'excellents effets en les recouvrant d'une couche de cuivre extrêmement mince, puis d'une enveloppe de plâtre de $0^m,001$ d'épaisseur.

EPHRAIM CUTTER. — Microphotographie avec un objectif de Tolle de $\frac{1}{75}$ de pouce, p. 93.

Description d'un nouvel appareil pour photographier les préparations microscopiques avec les plus forts grossissements.

A.-S. KIMBALL. — Tension magnétique dans le fer, p. 99.

L'auteur étudie d'abord l'effet de l'aimantation sur la ténacité du fer. Il arrive à la conclusion que la ténacité d'un barreau de fer doux est augmentée d'environ $\frac{9}{1000}$ de sa valeur quand le barreau est aimanté à saturation. Il passe ensuite à l'étude de l'influence de l'aimantation sur la flexion du fer doux : la flexion diminue lors de l'aimantation.

Notons un détail d'expérience : M. Kimball mesure dans chaque expérience l'allongement des barreaux en amenant une vis micrométrique en contact avec leur extrémité. En essayant d'indiquer le moment du contact par la fermeture d'un courant traversant une sonnerie, il n'a pas obtenu de résultats précis. Il fit alors passer le courant d'un très faible élément Leclanché par le barreau de fer, la vis et un téléphone. Quand il n'y avait qu'un contact imparfait entre la vis et la barre de fer, le téléphone produisait comme un bruit d'ébullition analogue au bruissement des microphones trop sensibles. Tout son disparaît au contraire quand le contact est parfait.

L'auteur préconise beaucoup ce moyen pour juger de la qualité des contacts.

C.-S. PEIRCE. — Sur une méthode d'oscillation proposée par M. Faye pour déterminer l'accélération de la pesanteur, p. 112.

Au Congrès de l'Association géodésique internationale tenu à Stuttgart en 1878, M. Faye avait proposé un moyen nouveau pour éviter la flexion dans le support des pendules oscillants. Ce moyen n'avait pas été reçu de toutes parts avec faveur. M. Peirce démontre que l'idée de M. Faye, bien qu'ayant été émise sans préparation et dans le courant d'une discussion, est néanmoins aussi exacte qu'élégante ; elle offre des avantages notables sur les méthodes d'oscillation déjà connues.

N.-D.-C. HODGES. — Sur la dimension des molécules, p. 135.

L'auteur essaye de déterminer la dimension des molécules par des considérations déduites de la vaporisation de l'eau et de l'absorp-

tion des gaz par le platine. Il arrive à la valeur de $0^{mm},0000005$, nombre qui est à peu près du même ordre de grandeur que ceux qu'avaient déjà obtenus Thomson et Maxwell.

EDWARD-W. MORLEY. — Sur une cause possible de variation de la proportion d'oxygène dans l'air, p. 168.

La différence de densité de l'oxygène et de l'azote fait que dans les hautes régions de l'atmosphère l'air doit être moins riche en oxygène qu'au niveau du sol. Si, comme l'a avancé M. Loomis, il y a quelquefois, dans les périodes de froid subit, un mouvement descendant de l'air des hautes régions, on devrait au même moment constater dans l'air une proportion d'oxygène plus faible que la normale. Quoi qu'il en soit de cette thèse, M. Morley a fait de très nombreuses analyses de l'air, et il a trouvé effectivement que la quantité d'oxygène dans l'air est très variable. Le nombre le plus faible a été 20,4550, observé le 26 février 1879, tandis qu'on avait eu 20,9896 le 28 décembre 2878.

Il serait intéressant de poursuivre ces analyses pour voir si les variations signalées ont une relation avec d'autres phénomènes météorologiques.

W. HARKNESS. — Sur la correction de couleur des lunettes achromatiques, p. 189.

C.-S. HASTINGS. — Objectifs triples complètement corrigés de l'aberration de réfrangibilité, p. 429.

M. W. Harkness essaye une théorie nouvelle de l'achromatisme dans les lunettes, en considérant la dispersion comme une fonction de la longueur d'onde, l'indice de réfraction n d'une quelconque des lentilles étant une fonction de la forme

$$n = a + \frac{b}{\lambda} + \frac{c}{\lambda^2}.$$

L'auteur développe les calculs dans le cas, le plus compliqué que l'on rencontre jamais, d'un objectif composé de trois verres.

M. C.-S. Hastings critique la marche suivie par M. Harkness et propose lui-même une théorie qui diffère notablement de la pré-

cédente. Il n'admet l'exactitude que d'une seule des conclusions de M. Harkness, savoir : dans un objectif achromatique double, la dimension du spectre secondaire est indépendante à la fois de la distance focale et des courbures des lentilles ; elle ne varie qu'avec l'ouverture de l'objectif et la nature des substances qui le composent.

On sait que la grandeur des spectres secondaires est un des plus grands inconvénients que présentent les lunettes de grande ouverture.

HENRY DRAPER. — Coïncidence des raies brillantes du spectre de l'oxygène avec des raies brillantes du spectre solaire, p. 262.

Sera analysé séparément.

J. WILLARD GIBBS. — Sur la densité de vapeur de l'acide hypoazotique, de l'acide formique, de l'acide acétique et du perchlorure de phosphore, p. 277 et 371.

M. Gibbs étudie la relation qui existe entre la force élastique, la température et la densité des différentes vapeurs que nous venons de signaler dans l'hypothèse où il y aurait par la chaleur un dédoublement de leurs molécules. Il déduit de considérations sur l'énergie une formule générale qu'il compare ensuite aux résultats numériques obtenus directement par les divers expérimentateurs qui ont mesuré successivement la densité de vapeur de ces corps dans les diverses conditions.

H.-A. ROWLAND et WILLIAM-W. JACQUES. — Constantes diamagnétiques absolues du bismuth et du spath, p. 360.

M. Rowland a déjà mesuré les constantes magnétiques du fer, du nickel et du cobalt (*American Journal*, mars 1875, p. 357). Il reprend aujourd'hui le problème de la détermination en unités absolues des constantes diamagnétiques du bismuth et du spath calcaire. La méthode consiste à faire osciller un barreau de la substance entre les pôles d'un électro-aimant dont on a mesuré le champ magnétique en unités absolues. Le travail est divisé en deux parties : le principe de la méthode et les développements mathématiques, par M. Rowland, forment la première ; dans la seconde est le détail des expériences, qui ont été exécutées par M. Jacques.

MICHELSON. — Détermination expérimentale de la vitesse de la lumière, p. 390.

M. Michelson emploie la méthode de Foucault légèrement modifiée, mais il établit entre le miroir tournant et le miroir réflecteur une distance d'environ 2000 pieds (601^m).

La vitesse du miroir était de 257 révolutions par seconde, et l'on obtenait une déviation de l'image de $0^m,133$, c'est-à-dire deux cents fois plus grande que celle de Foucault.

Dans ces expériences, le miroir était mû par un courant d'air agissant sur une petite turbine, et l'on modifiait l'arrivée de l'air jusqu'à ce que la vitesse du miroir fût exactement égale à celle des vibrations d'un diapason Ut_3 entretenu électriquement.

La moyenne de cent séries de dix observations chacune a donné, pour le chemin parcouru par la lumière dans le vide, 299820^{km} par seconde.

HENRY DRAPER. — Photographie des spectres d'étoiles et de planètes, p. 419.

M. Draper résume les principaux résultats qu'il a obtenus jusqu'à ce jour dans l'étude photographique des spectres d'étoiles et de planètes. Les instruments employés sont au nombre de deux : une lunette de 12 pouces ($0^m,30$) d'ouverture, construite par Clark, un télescope en verre argenté de 28 pouces ($0^m,71$) construit par M. Draper lui-même.

Les spectres d'Arcturus et de la Chèvre sont tellement semblables à celui du Soleil, que l'on ne peut trouver entre eux aucune différence essentielle. Les spectres de Véga et d'α de l'Aigle sont au contraire tout différents. Jusqu'à ce jour, M. Draper n'a pu obtenir aucun spectre d'étoiles appartenant aux troisième et quatrième groupes de Secchi. L'atmosphère arrête tellement les rayons ultraviolets, que, pour obtenir une photographie convenable, il faut que l'étoile passe tout près du zénith. Pour photographier la partie du spectre solaire située au delà de la raie H, il faut souvent au coucher du Soleil une durée de pose deux cents fois plus grande qu'à midi.

M. Draper espère pouvoir obtenir prochainement des photographies des spectres des nébuleuses gazeuses. A. ANGOT.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XIX. — Avril 1880.

L. Trouvelot. — *Spectres fugitifs observés près du limbe solaire*, p. 433.

J.-M. Seguin. — *Sur les images accidentelles des objets blancs*, p. 450.

A. Crova. — *Étude des radiations émises par les corps incandescents ; mesure optique des hautes températures*, p. 472.

A. Bertin. — *Sur la bobine d'induction et le sonomètre électrique de M. Hughes*, p. 561.

Annalen der Physik und Chemie.

Nouvelle série. — Tome X. — N° 1. — Année 1880.

W. Kohlrausch. — *Sons produits par un nombre limité d'impulsions*, p. 1.

E. Warburg. — *Sur la torsion*, p. 13.

G. Kirchhoff. — *Vibrations stationnaires d'un liquide pesant*, p. 34.

E. Dorn. — *Entraînement de l'électricité par l'écoulement de l'eau dans un tube et phénomènes connexes*, p. 46.

W.-C. Röntgen. — *Sur la relation entre la lumière et l'électricité trouvée par Kerr*, p. 77.

R. Clausius. — *Sur les recherches récentes relatives au chemin moyen des molécules*, p. 92.

H.-F. Weber. — *Sur la conductibilité calorifique des liquides*, p. 103.

A. Ritter. — *Recherches sur la hauteur de l'atmosphère et sur la constitution des astres gazeux*, p. 130.

G.-L. Schönn. — *Sur les rayons ultra-violets*, p. 143.

A. Matern. — *Nouvel hygromètre à condensation*, p. 149.

G.-J. Legebeke. — *Sur une loi générale de M. Clausius relative à l'influence éléctrique*, p. 154.

W. Holtz. — *Sur une illusion d'optique qui se produit quand on regarde les figures géométriques*, p. 158.

F. Lippich. — *Réflexion et réfraction de la lumière par les surfaces sphériques et pour de faibles angles d'incidence*, p. 160.

SUR LA DÉTERMINATION DES ÉLÉMENTS D'UN MOUVEMENT VIBRATOIRE;

PAR M. E. MERCADIER.

J'ai déjà indiqué une méthode pour la mesure de l'*amplitude* d'un pareil mouvement (*voir* le *Bulletin de la Société de Physique*, novembre 1879, et *Journal de Physique*, t. IX, p. 41, 1880).

Je passe maintenant à la mesure des deux autres constantes de ces mouvements : la *période* et la *phase* (1).

DÉTERMINATION DE LA PÉRIODE.

Il existe deux méthodes générales pour faire cette détermination : la méthode graphique et celle de M. Lissajous. Elles sont tout à fait satisfaisantes. Mais la forme de la fonction

$$y = a \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} + \varphi\right),$$

qui représente un mouvement vibratoire pendulaire simple, est tellement fondamentale en élasticité, que toute méthode nouvelle d'en vérifier la réalité ne m'a pas semblé pouvoir être indifférente.

C'est là le premier motif qui me conduit à exposer la méthode suivante, qui donne d'une nouvelle manière la mesure de la période. Un second motif est que cette méthode donne en même temps, d'une façon plus simple, à ce qu'il me semble, que toute autre, la mesure de la phase du mouvement.

Elle consiste à comparer la période du mouvement considéré à celle d'un mouvement de période déterminée et connue, non plus, comme dans la méthode de M. Lissajous, en *composant* les deux mouvements *rendus rectangulaires*, mais *en produisant la superposition convenable de leurs projections orthogonales soit sur un écran, soit sur le plan focal d'un oculaire*.

---

(1) La méthode qui fait l'objet de ce Mémoire a été trouvée en 1876 et exposée en août 1877 au Congrès de l'Association française pour l'avancement des Sciences (*voir* le *Compte rendu de la session du Havre*, p. 314.

Ainsi envisagée d'une manière générale, l'idée de projeter orthogonalement deux mouvements vibratoires n'était pas nouvelle même en 1876, époque où j'ai songé à l'appliquer.

En effet, depuis 1873, M. A. Cornu, dans son Cours à l'École Polytechnique, montre qu'on peut étudier le mouvement vibratoire d'une corde en l'armant d'un style rectiligne placé derrière celui d'un diapason vibrant rectangulairement et en projetant les deux styles sur un écran à l'aide d'un faisceau de rayons lumineux parallèles. Le point de croisement des deux styles projette ainsi une ombre qui reproduit en noir sur un fond éclairé les courbes acoustiques résultant de la composition de deux mouvements vibratoires rectangulaires. C'est qu'en effet une telle projection n'altère pas les lois du mouvement, et la projection du point de croisement est réellement animée d'un double mouvement. Néanmoins il y a là une première idée d'observer les projections des mouvements au lieu des mouvements eux-mêmes.

Plus tard, M. Ogden-Rood a trouvé de son côté ce procédé et l'a indiqué dans le *Journal américain des Sciences et Arts* (t. VIII, 1874; *voir* le *Journal de Physique,* t. IV, p. 349; 1875).

Mais la théorie explicative de ce procédé reste toujours celle de la *composition* des mouvements vibratoires *rectangulaires,* avec les difficultés analytiques qu'elle présente quand le rapport des périodes est quelconque, lors même qu'il est commensurable.

La méthode que je propose, et qu'on pourrait appeler méthode de *projection optique,* supprime au contraire toute *composition* de mouvements et simplifie beaucoup l'étude analytique et géométrique de la question, tout en produisant un phénomène physique aisément observable et mesurable.

Exposé de la méthode. — Supposons que l'on fixe au corps vibrant dont on cherche la période et à celui qui sert de terme de comparaison (par exemple un diapason à curseurs entretenu électriquement) des styles rectilignes très légers, placés parallèlement, l'un derrière l'autre et très près de lui dans un même plan horizontal, de façon qu'en les éclairant à l'aide d'un faisceau de rayons parallèles horizontaux leurs ombres se confondent sur un écran vertical ; ces styles sont supposés vibrer verticalement.

Supposons le rapport des périodes T et T' des deux corps vibrants commensurable (c'est, dans toutes les méthodes, le seul

moyen d'avoir des phénomènes persistants ou permanents), de sorte que, si T est la période de l'un, celle de l'autre sera égale à $\frac{m}{n}$T, m et n étant des nombres entiers dont nous supposerons n le plus grand.

Faisons, de plus, pour simplifier tout d'abord les calculs, une restriction qui, en pratique, est sans inconvénient, et qui, dans tous les cas où l'on peut appliquer au corps vibrant étudié l'entretien électrique ou même seulement le micromètre vibrant (¹) qui sert à apprécier les amplitudes, peut être aisément réalisée : supposons égales les amplitudes des deux mouvements.

Soit a la demi-amplitude ; soit φ la différence de phase constante des deux mouvements.

Les équations de ces mouvements doivent être, d'après la théorie de l'élasticité,

$$y = a \sin 2\pi \frac{t}{T} \tag{1}$$

pour l'un d'eux (le diapason de comparaison par exemple) et

$$y' = a \sin 2\pi \left(\frac{n}{m}\frac{t}{T} + \varphi\right). \tag{2}$$

Les équations des mouvements projetés orthogonalement sur l'écran vertical considéré seront les mêmes.

Les styles animés de ces mouvements se croiseront en plusieurs points de l'espace et en projection, et, si, comme nous l'admettons, le nombre des vibrations surpasse douze ou quinze, il en résultera sur la projection *un certain nombre* de raies noires sur fond éclairé qui paraîtront *fixes*, en vertu du phénomène de la persistance des impressions lumineuses rapides sur la rétine.

Pour avoir le nombre de ces croisements ou de ces raies, il suffit de chercher combien de fois les deux styles se trouvent dans un même plan horizontal, ce qui revient analytiquement à trouver les valeurs de y communes aux équations (1) et (2) quand le temps t varie ou bien à résoudre l'équation $y' - y = 0$ par rapport à t.

(¹) *Voir* les *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXIX, p. 736, 1879, et *Journal de Physique*, t. IX, p. 41 ; 1880.

On a ainsi successivement

$$y' - y = a\left[\sin 2\pi\left(\frac{n}{m}\frac{t}{\mathrm{T}} + \varphi\right) - \sin 2\pi\frac{t}{\mathrm{T}}\right]$$

$$= 2a\sin\pi\left(\frac{n}{m}\frac{t}{\mathrm{T}} - \frac{t}{\mathrm{T}} + \varphi\right)\cos\pi\left(\frac{n}{m}\frac{t}{\mathrm{T}} + \frac{t}{\mathrm{T}} + \varphi\right) = 0,$$

d'où résultent les deux équations

$$(3)\qquad \sin\pi\left(\frac{n-m}{m}\frac{t}{\mathrm{T}} + \varphi\right) = 0,$$

$$(4)\qquad \cos\pi\left(\frac{n+m}{m}\frac{t}{\mathrm{T}} + \varphi\right) = 0.$$

De l'équation (3) on déduit

$$\frac{t}{\mathrm{T}}\frac{n-m}{m} + \varphi = k$$

et

$$(5)\qquad t = (k - \varphi)\frac{m}{n-m}\mathrm{T}.$$

De l'équation (4) on déduit

$$\frac{t}{\mathrm{T}}\frac{n+m}{m} + \varphi = \frac{2k+1}{2}$$

et

$$(6)\qquad t = \left(\frac{2k+1}{2} - \varphi\right)\frac{m}{n+m}\mathrm{T}.$$

Enfin les deux équations (5) et (6), où l'on peut faire k égal à la série des nombres entiers depuis zéro, donnent chacune une série indéfinie de solutions, savoir :

$$(5)\qquad \begin{cases} t_0 = -\dfrac{m}{n-m}\varphi\mathrm{T}, \\ t_1 = \dfrac{m}{n-m}(1-\varphi)\mathrm{T}, \\ t_2 = \dfrac{m}{n-m}(2-\varphi)\mathrm{T}, \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots, \\ t_p = \dfrac{m}{n-m}(p-\varphi)\mathrm{T}, \end{cases}$$

$$(6)\quad \left\{\begin{aligned} t'_0 &= \frac{m}{n+m}\left(\frac{1}{2}-\varphi\right)T,\\ t'_1 &= \frac{m}{n+m}\left(\frac{3}{2}-\varphi\right)T,\\ t'_2 &= \frac{m}{n+m}\left(\frac{5}{2}-\varphi\right)T,\\ &\ldots\ldots\ldots\ldots,\\ t'_p &= \frac{m}{n+m}\left(\frac{2p+1}{2}-\varphi\right)T. \end{aligned}\right.$$

Détermination de n. — Mais dans cette double série de valeurs indéfinie en apparence, pour une valeur déterminée de φ et de $\frac{m}{n}$, il n'y a en réalité qu'un certain nombre de valeurs *distinctes.*

En effet, de m en m périodes de l'un des corps vibrants ou de n en n périodes de l'autre, les situations relatives des deux styles doivent se reproduire périodiquement ; il suffit donc de considérer ce qui se produit dans un intervalle égal à m périodes (m étant supposé $< n$).

Par suite, pour avoir la valeur t_p, à partir de laquelle on aurait des valeurs $t_p, t_{p+1}, \ldots$ égales à $t_0, t_1, \ldots$, il suffit de poser

$$t_p - t_0 = mT,$$

d'où

$$\frac{m}{n-m}pT = mT \quad \text{et} \quad p = n - m.$$

Il faut donc, dans la série de valeurs (5), s'arrêter au terme t_{n-m} *exclusivement* pour avoir le nombre de valeurs de t distinctes, ce qui en donne précisément

$$n - m.$$

En raisonnant de même sur la série (6) et posant $t'_p - t'_0 = mT$, on trouve qu'il faut s'arrêter au terme t_{n+m} *exclusivement,* ce qui fournit, pour le nombre de valeurs distinctes,

$$n + m.$$

Il en résulte un nombre total

$$N = (n-m) + (n+m) = 2n,$$

d'où la première conséquence suivante :

Quand deux corps vibrant parallèlement ont des périodes dans le rapport $\frac{m}{n}$ (où m est plus petit que n), deux styles parallèles fixés à ces corps dans un même plan horizontal à l'état de repos produisent sur un écran vertical, où on les projette à l'aide d'un faisceau lumineux parallèle, un nombre de raies égal au double du dénominateur du rapport $\frac{m}{n}$.

Il est à remarquer que ce résultat est indépendant de l'amplitude commune des deux mouvements.

Il est aussi indépendant de la valeur de m et s'applique à tous les rapports de périodes $\frac{1}{n}, \frac{2}{n}, \ldots, \frac{n-1}{n}$, c'est-à-dire à $n-1$ rapports différents.

Pour les distinguer, il faut donc déterminer le nombre m.

Détermination de m. — Cette détermination peut résulter de l'examen des raies dont le *nombre* caractérise le nombre n. L'*aspect* de ces raies ne peut être le même pour toutes, car les unes résultent du croisement des styles *quand ils marchent dans le même sens,* les autres du croisement des styles marchant *en sens inverses*. Les premières doivent paraître *plus larges* que les autres, et leur nombre dépend du nombre m. La relation entre ces deux nombres pourrait se déduire du calcul; mais on la trouve très simplement à l'aide d'une représentation géométrique des résultats précédents.

Représentation géométrique. — En effet, la recherche des solutions communes aux équations (1) et (2) ci-dessus revient à la recherche des points communs aux sinusoïdes représentées par les mêmes équations en coordonnées rectangulaires, y et y' étant les ordonnées et t l'abscisse commune aux deux courbes.

On peut construire exactement par points deux quelconques de ces courbes en donnant à a, m et n des valeurs quelconques, et supposant à la phase φ une valeur constante, mais quelconque également.

La *fig.* 1 en représente deux. L'une, marquée en trait plein par-

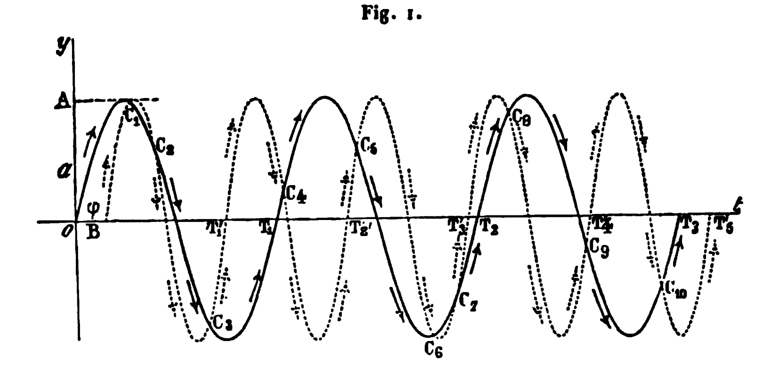
tant de l'origine o, a pour équation

$$y = a \sin 2\pi \frac{t}{T}.$$

Le dessin s'étend jusqu'à la troisième période oT_3 inclusivement. La période oT_1 est prise arbitrairement, ainsi que l'amplitude $oA = a$.

La seconde part d'une origine différente B, de telle sorte que oB

Fig. 1.



représente précisément la valeur de la phase φ. Elle a pour équation

$$y' = a \sin 2\pi \left(\frac{t}{\frac{3}{5}T} + \varphi \right).$$

Sa période $T' = \frac{3}{5}T$ (elle représente un son à la sixte *harmonique* du premier). Le dessin s'étend jusqu'à la cinquième période BT'_5 inclusivement.

On a représenté par des flèches le sens des mouvements et par la lettre C avec indices les croisements divers.

On voit sur cette figure : 1° que le nombre des croisements est égal à dix, c'est-à-dire *au double du dénominateur de* $T' = \frac{3}{5}T$, conformément au calcul précédent $(N = 2n)$; 2° le nombre des croisements où les mouvements ont *le même sens*, et qui doivent correspondre par suite aux raies *les plus larges*, est égal à deux (C_2 et C_7).

Ce nombre est précisément *la différence entre les deux termes de la fraction* $\frac{3}{5}$.

Ce résultat est général, quelles que soient les courbes sinusoïdales [dont les équations correspondent aux équations (1) et (2)] qu'on représente ainsi graphiquement et quelle que soit la phase φ pour une même couple de courbes, de sorte que, si N' est le nombre des raies larges résultant des croisements considérés, on a

$$N' = n - m.$$

Cette égalité, jointe à la précédente,

$$N = 2n,$$

détermine n et m, par suite $\frac{m}{n}$, et $T' = \frac{m}{n} T$ quand T est connu.

L'expérience confirme de tous points la théorie.

D'abord, rien n'est plus simple que de montrer la vérification des résultats précédents sous la forme géométrique qui vient d'être indiquée.

Il suffit de construire par points et de dessiner sur des papiers transparents les sinusoïdes suivantes, en indiquant le sens des mouvements :

$$y_1 = a \sin 2\pi \frac{t}{T}, \quad y_2 = a \sin 2\pi \frac{t}{\frac{T}{2}}, \quad y_3 = a \sin 2\pi \frac{t}{\frac{T}{3}}, \quad \cdots$$

On peut alors superposer ces courbes deux à deux en faisant coïncider leurs axes de symétrie. En les faisant glisser l'une sur l'autre, de façon à voir ce qui se passe quand la phase φ varie de 0 à 1, on peut compter le nombre des croisements N et le nombre N' de ceux où les mouvements sont *de même sens*.

En photographiant ces courbes sur des lames de verre, on peut sans difficulté projeter les expériences.

Quant à la vérification directe du phénomène lui-même, elle se fait aisément à l'aide de deux électro-diapasons à curseurs, semblables à ceux qui ont été décrits dans plusieurs Ouvrages (voir *Journal de Physique*, t. V, p. 309 (1876), et *Traité de Physique* de M. Daguin, t. III, p. 649), auxquels on donne des vibrations de

même amplitude. Il suffit de fixer à ces instruments deux petits fils métalliques rigides qu'on regarde sur un fond éclairé.

Si l'on veut montrer le phénomène à un nombreux auditoire, on remplace les styles par des lames de verre argentées sur lesquelles on pratique une ouverture rectiligne étroite, et on les éclaire vivement avec un faisceau lumineux parallèle.

A l'aide d'une lentille, on obtient sur un écran éloigné une image formée de raies brillantes sur fond obscur.

Dans les deux cas on vérifie très nettement les résultats indiqués.

Citons seulement deux cas particulièrement intéressants.

Cas de l'unisson. — Si les deux corps vibrants sont à l'unisson, on a

$$n = 1, \quad m = 1, \quad N = 2, \quad N' = n - m = 0.$$

On doit donc obtenir deux raies seulement et de même largeur.

C'est en effet ce qu'on observe.

Seulement la position de ces raies par rapport à l'axe de symétrie varie avec la différence de phase φ des deux corps vibrants.

En effet, en nous reportant aux deux séries de valeurs (5) et (6), on voit que, lorsque $n = 1$ et $m = 1$, la série (5) donne des résultats inadmissibles.

La série (6) ne donne que deux valeurs distinctes, les deux premières, savoir :

$$t_0 = \frac{m}{n+m}\left(\frac{1}{2} - \varphi\right)T \quad \text{et} \quad t_1 = \frac{m}{n+m}\left(\frac{3}{2} - \varphi\right)T.$$

En remplaçant, dans l'équation $y = a \sin 2\pi \frac{t}{T}$, t par ces valeurs, on aura les valeurs de y correspondantes qui représentent les distances de chaque raie à l'axe de symétrie :

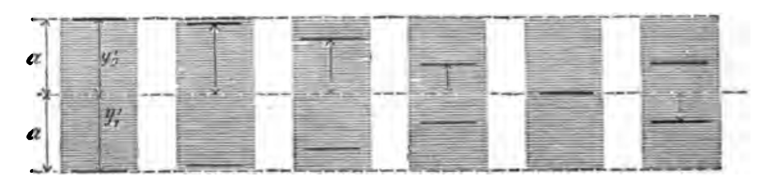
$$y'_0 = a \sin 2\pi \times \frac{1}{2}\left(\frac{1}{2} - \varphi\right) = a \sin \pi \left(\frac{1}{2} - \varphi\right),$$

$$y'_1 = a \sin 2\pi \times \frac{1}{2}\left(\frac{3}{2} - \varphi\right) = a \sin \pi \left(\frac{3}{2} - \varphi\right),$$

valeurs égales et de signes contraires, quel que soit φ.

Les raies sont donc toujours symétriques par rapport à l'axe. La *fig.* 2 indique leurs distances approximatives à cet axe et l'aspect

Fig. 2.



qu'elles présentent, en conséquence, pour des valeurs de φ égales à $0, \frac{1}{8}, \frac{1}{4}, \frac{3}{8}, \frac{1}{2}, \frac{5}{8}$, les dispositions relatives à $\varphi = \frac{3}{4}$, $\varphi = \frac{7}{8}$ étant les mêmes que celles relatives à $\varphi = \frac{1}{4}$ et $\varphi = \frac{1}{8}$.

Dans le cas où $\varphi = \frac{1}{2}$, les deux raies se confondent en une seule sur l'axe de symétrie.

Cas de l'octave. — Si les deux corps vibrants sont à l'octave l'un de l'autre, on a

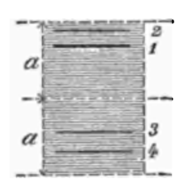
$$m = 1, \quad n = 2, \quad N = 4, \quad N' = n - m = 1.$$

On doit donc obtenir quatre raies, et l'une d'elles doit être plus large que les trois autres.

En donnant à φ des valeurs différentes par rapport à la période $\frac{T}{2}$ du second corps vibrant, on peut calculer les positions relatives des quatre raies, et l'expérience vérifie complètement les prévisions de la théorie.

La *fig.* 3 représente, comme exemple, le phénomène qui se

Fig. 3.



produit quand $\varphi = \frac{1}{8}$, avec la position approximative des quatre

raies, dont une est plus large que les autres; ces raies sont numérotées dans l'ordre où les croisements se produisent à partir de l'origine du mouvement. (*A suivre.*)

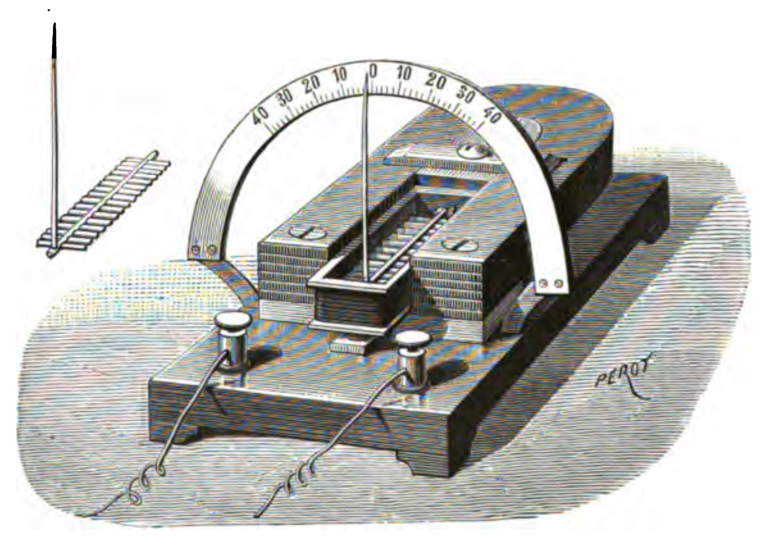
GALVANOMÈTRE DE M. MARCEL DEPREZ;

PAR M. A. NIAUDET.

La figure ci-jointe présente une des formes qu'a reçues l'instrument.

L'aiguille est ici multiple : ce sont réellement seize ou dix-huit petites aiguilles parallèles, montées sur un axe unique, et dont

Fig. 1.



Galvanomètre de M. Marcel Deprez.

l'aspect particulier a fait dénommer l'appareil *galvanomètre à arête de poisson*. Ces aiguilles sont de fer doux; elles sont placées, comme on le voit, entre les deux branches parallèles d'un aimant en fer à cheval. Cet aimant puissant les dirige énergiquement dans son plan, si énergiquement, que, si l'on écarte à la main le système

des aiguilles, il revient par un saut brusque à sa position de repos et y oscille entre des limites très rapprochées.

Le conducteur du courant qui doit agir sur l'aiguille est placé sur un petit cadre rectangulaire entre les aiguilles et les branches de l'aimant.

Dès que le courant passe, on voit l'aiguille sauter brusquement à sa position nouvelle d'équilibre et s'y tenir, sans ces longues oscillations qui, avec les galvanomètres ordinaires, font perdre tant de temps aux expérimentateurs.

L'instrument est complété par une aiguille indicatrice mobile devant un cadran. Dans l'appareil ici représenté, l'axe qui porte les aiguilles est dans le plan horizontal de l'aimant directeur. Dans une autre disposition, cet axe est perpendiculaire à la direction générale de cet aimant; l'aiguille aimantée est unique et se meut dans le plan vertical : il résulte de cet arrangement que l'indicatrice est rabattue sur l'aimant et que l'appareil a un moindre volume.

On peut composer le conducteur de plusieurs spires de fil recouvert de soie, comme dans l'appareil figuré, ou bien le former d'une seule lame de cuivre, pour rendre sa résistance presque nulle.

On voit par la description qui précède que ce galvanomètre n'a pas besoin d'être orienté, puisque son aiguille aimantée, dans la position qu'elle occupe, est soumise à une action infiniment plus grande que celle de la Terre.

Mais la propriété la plus importante de cet instrument est de donner instantanément l'indication de l'intensité du courant; il en résulte, en effet, la possibilité de montrer des variations très brusques de l'intensité, variations que les galvanomètres actuels sont impuissants à faire connaître. Cette propriété tient à l'extrême légèreté du système mobile et à la grande énergie des actions qui le sollicitent. Quand l'aiguille arrive par un saut un peu grand à sa position d'équilibre, on la voit bien osciller un moment, mais ces oscillations ont le caractère des vibrations d'un diapason et témoignent de l'énergie des actions mises en jeu. Si l'on met le galvanomètre dans le circuit d'une machine Gramme, on voit l'aiguille trahir par des oscillations toutes les irrégularités du mouvement de la machine. Si l'on fait passer le courant d'une forte pile dans un

puissant électro-aimant, et qu'on l'étudie en même temps au galvanomètre, on voit l'intensité varier et croître pendant un temps fort long, qui peut s'étendre à une minute dans des circonstances spéciales, c'est-à-dire que le développement complet du magnétisme n'est achevé qu'au bout de cette période et que, pendant tout le temps qu'elle dure, la réaction d'induction de l'électro-aimant est sensible et décroissante.

Il nous reste à dire que le galvanomètre en question permet d'évaluer mécaniquement l'intensité et de peser, pour ainsi dire, le courant. Si, en effet, on produit une déviation déterminée de l'aiguille de l'instrument en faisant agir un poids de 10^{gr} sur un rayon de $0^m,10$, on pourra affirmer qu'un courant produi sant la même déviation exerce un effort égal à celui du poids.

PHÉNOMÈNES THERMO-ÉLECTRIQUES ET ÉLECTRO-THERMIQUES AU CONTACT D'UN MÉTAL ET D'UN LIQUIDE;

Par M. E. BOUTY.

Dans un Mémoire antérieur ([1]), j'ai rapproché du phénomène de Peltier l'élévation ou l'abaissement de température que l'on observe, suivant le sens du courant, sur des électrodes de cuivre ou de zinc employées dans la décomposition d'un sel du même métal. Je me propose d'établir, par des mesures absolues, que ces variations de température correspondent parfaitement à celles que l'on observe aux soudures de deux métaux et doivent être rapportées à la même cause. Dans ce but, j'étudierai d'abord la grandeur et le signe des forces électromotrices thermo-électriques développées entre un métal et un liquide, puis la grandeur et le signe du phénomène de Peltier, et je chercherai à mettre en évidence la relation numérique qui existe entre les deux ordres de quantités.

([1]) *Sur un phénomène analogue au phénomène de Peltier* (*Journ. de Phys.*, t. VIII, p. 341; 1879).

I. — Mesure des forces électromotrices thermo-électriques au contact d'un métal et d'un liquide.

1. Walker (1) paraît être le premier qui ait constaté l'existence d'une force électromotrice développée par le contact de deux lames de platine inégalement chaudes avec un liquide quelconque; on doit à Nobili (2), Faraday (3), Henrici (4) et à MM. Bleekrode (5), Gore (6), du Moncel (7), Hellesen (8) des recherches qualitatives analogues, réalisées avec différents métaux; mais on ne possède presque pas de mesures proprement dites. Pacinotti (9), en 1865, évaluait par un nombre évidemment excessif la force thermo-électrique du couple zinc-sulfate de zinc, qui serait, d'après lui, de 1 élément Daniell pour une différence de température de 180°, tandis que M. Ed. Becquerel (10) donnait, l'année suivante, une bonne mesure de la force thermo-électrique du couple cuivre-sulfate de cuivre, retrouvée depuis par M. Pellat. Ces mesures, à l'exception de la dernière, ont été réalisées par des procédés qui ne sont pas à l'abri de l'effet de la polarisation des électrodes, ce qui explique surabondamment le petit nombre des déterminations quantitatives qui ont pu être essayées.

2. Pour éviter la polarisation, j'ai eu recours à l'emploi d'un électromètre de M. Lippmann. J'oppose la force électromotrice f à mesurer à une dérivation variable, prise sur le circuit d'un élément Daniell F et réglée de façon à ramener au zéro l'électromètre E placé dans la dérivation (*fig.* 1); en d'autres termes,

---

(1) Walker, *Ann. de Pogg.*, t. IV, p. 327; 1825.

(2) Nobili, *Schweigg. Journal*, t. LIII, p. 273; 1828.

(3) Faraday, *Experimental researches*, série XVII; 1840.

(4) Henrici, *Ann. de Pogg.*, t. LXXIX, p. 171 et 473; 1850.

(5) Bleekrode, *Ann. de Pogg.*, t. CXXXVIII, p. 571; 1869.

(6) Gore, *Phil. Magaz.*, 4e série, t. XIII, p. 1 (1857); *Proceedings of the royal Society*, t. XXVII, p. 513; 1878.

(7) Du Moncel, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXV, p. 958, 1100 et 1504.

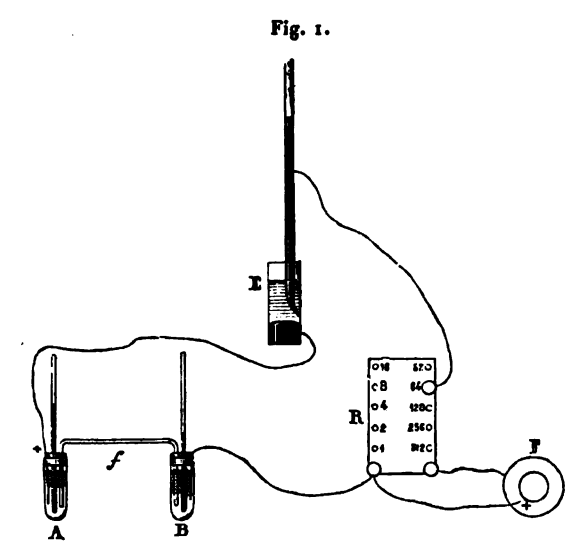
(8) Hellesen, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXIV, p. 83; 1877.

(9) Pacinotti, *Cimento*, t. XIX, p. 234; 1865.

(10) Ed. Becquerel, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 4e série, t. VIII, p. 192.

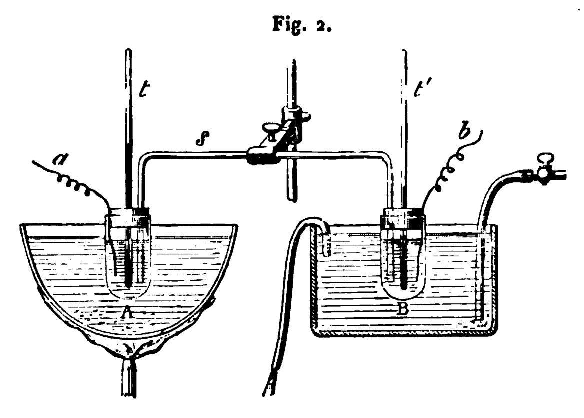
j'emploie la méthode de Poggendorff, mais en remplaçant le galvanomètre par un électromètre sensible au $\frac{1}{10000}$ de daniell.

Fig. 1.



L'appareil thermo-électrique (*fig.* 2) est formé de deux petits tubes à expérience A et B, contenant des thermomètres *t* et *t'*, et réunis par un siphon capillaire *s*. Dans ces tubes plongent les deux

Fig. 2.



portions *a* et *b* d'un même fil de métal coupé en deux que l'on a verni, sauf au voisinage immédiat du point de rupture, de telle sorte que les deux extrémités baignées par le liquide soient identiques. Le vase A est chauffé au bain-marie; B est refroidi dans

une grande terrine où l'on établit une circulation d'eau froide.

Pour faire une expérience, on mesure d'abord la force électromotrice a, souvent inférieure à $\frac{1}{1000}$ de daniell, qui peut exister entre les deux fils à la même température. On chauffe ensuite progressivement le vase A, on éteint le feu, et, quand le thermomètre t indique une température invariable, on mesure de nouveau la force électromotrice f. On fait ainsi une série d'observations à des températures de plus en plus hautes, puis on laisse refroidir ([1]), et on recommence les mesures pour des différences de température décroissant jusqu'à zéro. La force électromotrice prend une nouvelle valeur a', en général supérieure à a ([2]); mais, si la différence $a' - a$ ne dépasse pas $\frac{1}{1000}$ à $\frac{2}{1000}$ de daniell, on peut considérer l'expérience comme satisfaisante. Il en sera ainsi si l'on opère avec des métaux peu altérables, dans des liquides récemment bouillis, et en évitant d'élever la température du vase A au-dessus de 60° environ.

Une cause grave d'erreur dans les mesures est le développement d'une force électromotrice de sens contraire à celle qui résulterait d'un échauffement, et qui accompagne tout déplacement relatif du liquide et de l'électrode. Par exemple, si on allume le feu sous le vase A et qu'on observe le premier effet produit sur l'électromètre, il sera souvent de sens contraire à l'effet définitif; la faible agitation résultant de la distribution irrégulière des températures dans le liquide a suffi pour masquer la première apparition de la force électromotrice thermo-électrique. Cet effet paraît lié à une altération des surfaces en contact, et c'est pour le réduire au minimum qu'il est indispensable de faire bouillir les liquides avant de les employer ([3]).

([1]) Ou l'on ajoute de l'eau froide par petites portions.

([2]) Par suite d'une légère altération superficielle du fil chauffé.

([3]) Prenons comme métal le cuivre et pour liquide l'eau acidulée; si celle-ci contient la moindre trace d'air, l'observation de l'effet de la température est impossible : l'électromètre oscille violemment et ne se fixe jamais. Si l'on secoue le fil a, la force électromotrice temporaire produite est du même signe que si l'on ajoutait au liquide du vase B une goutte d'une dissolution de sulfate de cuivre. Il s'était donc formé sur le cuivre a une trace de sulfate que l'agitation a diffusée dans le liquide.

Quand l'eau acidulée a été bouillie, l'effet de l'agitation est à peu près nul et la mesure de la force électromotrice thermo-électrique du couple cuivre-eau acidulée s'effectue avec une parfaite régularité.

3. J'ai surtout étudié les forces électromotrices thermo-électriques développées au contact d'un métal et de sa dissolution. Je prendrai pour type le cas du cuivre et du sulfate de cuivre : la force électromotrice maximum développée par l'agitation, même dans un liquide non bouilli, ne dépasse pas $\frac{1}{250}$ de daniell, et la polarisation résultant du passage d'un courant faible est si peu énergique, que l'on peut presque indifféremment employer l'électromètre ou un galvanomètre à long fil, placé dans le circuit en E (*fig.* 1). J'ai obtenu par les deux procédés des nombres sensiblement identiques.

Le Tableau suivant se rapporte à une mesure électrométrique faite pendant le refroidissement du liquide du vase A. La première colonne donne la différence de température $t - t'$, la seconde la force électromotrice f en millièmes de daniell.

$t - t'$.	f en millièmes de daniell. Observé.	Calculé.	Différence.
55°,6.......	39	38,83	− 0,17
48,7.......	34	34,07	+ 0,07
45,6.......	32	32,06	+ 0,06
40,75......	28	28,56	+ 0,56
36,7.......	25	25,81	+ 0,81
31,8.......	22	22,43	+ 0,43
28,15......	19	19,91	+ 0,91
24,3.......	17	17,26	+ 0,26
21,4.......	15	15,27	+ 0,27
18,2.......	13	13,06	+ 0,06
14,8.......	11	10,72	− 0,28
11,8.......	9	8,65	− 0,25
10,5.......	8	7,76	− 0,24
8,2.......	7	6,17	− 0,83
5,7.......	5	4,45	− 0,55
5,0.......	4	3,93	− 0,07
3,8.......	3	3,14	+ 0,14
2,4.......	1,9	1,83	− 0,07
0,0.......	0,5	0,53	+ 0,03
		Moyenne....	+ 0,06

Pour représenter les résultats, on construit une courbe en prenant pour abscisses les différences de température, pour ordonnées les forces électromotrices f; en général, on obtient une droite dont l'ordonnée à l'origine est la force électro-motrice chimique a entre les deux fils, et le coefficient angulaire m la force thermo-électrique pour 1°; et l'on a

$$f = a + m(t - t').$$

La troisième colonne du Tableau ci-dessus donne les valeurs de f ainsi obtenues, et la quatrième les différences de l'observation et du calcul fait avec $a = 0^{da},00053$, $m = 0^{da},0006888$. La moyenne de toutes les expériences électrométriques a donné

$$m = 0^{da},0006885;$$

celle des expériences galvanométriques $m = 0^{da},000674$. Le métal chaud est, à l'extérieur, le pôle positif du couple thermo-électrique.

Des expériences analogues, réalisées sur un grand nombre de métaux et de dissolutions salines, ont confirmé la loi de la proportionnalité des forces électromotrices à la différence de température; nous verrons, toutefois, qu'elle n'est pas sans exceptions.

4. Il faut savoir maintenant quelles sont les conditions qui modifient la valeur du coefficient thermo-électrique m. J'ai reconnu qu'entre des limites très larges il est indépendant de la concentration du liquide. Les expériences les plus complètes ont été réalisées avec le zinc amalgamé et divers sels de zinc.

Nature du sel.	Densité de la solution.	Coefficient m.	Moyenne.
Sulfate de zinc pur..	1,17	da 0,0007187	da 0,0006961
	1,32	6777	
	1,40	6919	
Azotate de zinc pur...	1,143	6837	0,0006921
	1,28	6994	
	1,41	6932	

Nature du sel.	Densité de la solution.	Coefficient *m*.	Moyenne.
Chlorure de zinc desséché du commerce....	1,082	da 0,0006895	0,0006961
	1,19	6949	
	1,35	6692	
	1,50	6845	
	1,59	7297	
	Moyenne générale.....		0,0006947

Quand on diminue la proportion de sel dissous au delà d'une certaine limite (par exemple quand la densité est inférieure à 1,05), les résultats deviennent très irréguliers ; l'électromètre éprouve des oscillations violentes, comme s'il se produisait au contact du métal une solution plus concentrée que le liquide ambiant, ce qui amènerait un équilibre instable, à chaque instant troublé par les mouvements du liquide. L'eau distillée bouillie agit d'une manière particulièrement curieuse; sa conductibilité est si faible, que l'électromètre devient très paresseux, et la colonne de mercure se meut lentement et d'une manière absolument désordonnée.

Les dissolutions très concentrées de chlorure de zinc ont présenté une particularité jusqu'ici unique dans mes observations. Pour des densités supérieures à 1,6, le coefficient *m* décroît rapidement et tend vers zéro pour la solution la plus concentrée possible :

	Densité D de la solution.	Coefficient *m*.
Chlorure de zinc......	1,59	da 0,0007297
	1,74	4398
	1,82	3407
	1,93	1958

Dans ces limites, on a très approximativement

$$m = (2,075 - D)\,0^{da},001354.$$

2,075 est à peu près la densité de la solution la plus concentrée, qui n'est presque qu'une bouillie épaisse. On sait qu'en étendant d'eau cette dissolution il se produit un dégagement de chaleur énorme et que pour des densités beaucoup plus faibles le liquide est encore très visqueux. Il est curieux de remarquer que, dans ces

solutions très concentrées, la force thermo-électrique se rapproche de celles que l'on constate entre deux solides. On sait, en effet, que les forces thermo-électriques ordinaires sont incomparablement plus faibles que celles que nous mesurons ici ([1]).

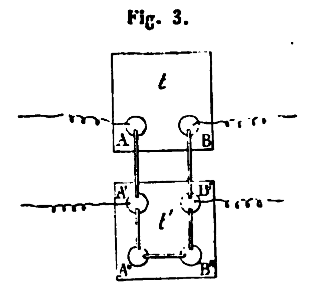
5. On voit sur le Tableau de la page 234 que la valeur de m est la même pour le zinc amalgamé dans tous les sels de zinc. Il était curieux de rechercher si ce coefficient se montrerait en général indépendant de la nature de l'acide. On sait qu'un oxyde métallique dégage en se dissolvant dans les divers acides des quantités de chaleur différentes et que l'on peut constituer des couples hydro-électriques avec deux fils d'un même métal, plongeant dans deux sels différents ([2]). Si la relation observée avec le zinc amalgamé

([1]) Ainsi, la force électromotrice thermo-électrique du couple fer-zinc pour une différence de température de 1° des soudures est de $0^{D^a},0000082$ à la température ordinaire, d'après M. Bellati (*Atti del R. Istituto Veneto*, 1879).

([2]) A 8°, la force électromotrice de la combinaison cuivre-sulfate de cuivre, azotate de cuivre-cuivre s'est trouvée de $0^{D^a},034$, et c'est le cuivre plongé dans l'azotate qui est à l'extérieur le pôle positif. Cette force électromotrice n'était pas modifiée par l'élévation de température du couple, car les forces électromotrices thermo-électriques agissant aux deux contacts métal-liquide sont égales et opposées.

On a cru devoir vérifier directement que dans ces expériences les forces électromotrices hydro-électriques et thermo-électriques se superposent sans se modifier. A cet effet, on employait six tubes A, A', B, B', A", B" (*fig.* 3), dont les quatre premiers

Fig. 3.



contenaient des électrodes de cuivre et qui communiquaient par des siphons capillaires, comme l'indique la figure. Les tubes A, A', A" renferment un liquide a, B, B', B" un liquide b; les derniers tubes A", B", sans électrodes, sont destinés à empêcher le mélange des liquides dans les autres tubes. On porte A, B à la température t', tandis que les autres tubes demeurent à t. On mesure successivement la force électromotrice hydro-électrique A'B', et les forces thermo-électriques AA', BB'; puis on supprime les électrodes A', B' et l'on mesure la force électromotrice hydro-électrique AB en

est générale, elle est bien propre à mettre en évidence la nature purement thermo-électrique des phénomènes qui nous occupent.

Le Tableau suivant renferme les principaux résultats que j'ai obtenus ; pour tous les métaux qui y figurent, c'est le fil chaud qui est à l'extérieur le pôle positif.

Métal.	Liquide.	Coefficient m.	Moyenne pour chaque métal.
		da	da
Platine.....	Chlorure de platine.	0,000735	0,000735
Cuivre.....	Sulfate de cuivre.	0,000688	0,000696
	Azotate de cuivre.	0,000704	
Zinc amalgamé.....	Chlorure de zinc (D = 1,05 à 1,6).	0,000696	0,000710
	Sulfate de zinc.	0,000696	
	Azotate de zinc.	0,000692	
	Acétate de zinc.	0,000756	
Cadmium...	Chlorure de cadmium.	0,000615	0,000616
	Sulfate de cadmium.	0,000598	
	Azotate de cadmium.	0,000634	
Mercure....	Azotate de sous-oxyde de mercure.	0,000140	0,000140
Or.......	Chlorure d'or.	0,000024	0,000024

On remarquera que les nombres relatifs au cuivre et au zinc amalgamé sont sensiblement identiques. On s'explique ainsi ce fait bien connu, par exemple d'après les recherches de Poggendorff (¹), que l'élément Daniell jouit, quand on le chauffe, d'une invariabilité presque complète, malgré la variation des forces électromotrices des deux surfaces de contact cuivre-sulfate de cuivre et zinc-sulfate de zinc. Ces variations, égales en valeur absolue, agissent en sens contraire et se font équilibre.

Le zinc non amalgamé fournit des résultats irréguliers, même quand il a été obtenu par électrolyse. La rapidité et l'étendue des oscillations de l'électromètre ne permettent pas de faire de mesures

plongeant les six vases dans la cuve à t'. On a toujours trouvé, comme on devait s'y attendre *a priori*,

$$A \mid B = A' \mid B' + A \mid A' - B \mid B'.$$

(¹) *Pogg. Ann.*, t. L, p. 264 ; 1840.

bien précises, mais il semble que le coefficient *m* est plus élevé que pour le zinc amalgamé, dans un rapport que l'on peut fixer à 1,15 d'une manière grossièrement approximative. Il est aussi à noter que, par l'action d'une température supérieure à 60°, le coefficient *m* s'élève d'une manière permanente, même pour le zinc amalgamé, et peut atteindre des valeurs oscillant de $0^{da},00074$ à $0^{da},00080$. Nous aurons plus tard à tenir compte de cette particularité.

6. Quand un même métal forme deux oxydes salifiables, les valeurs de *m* correspondant à chacun d'eux sont différentes. Voici le résultat fourni par le fer avec les sels de fer.

Sel.	Valeur de *m*.	Moyenne.
Sulfate de fer ammoniacal......	— $0^{da},000024$	
Sulfate de protoxyde de fer....	0,000000	
Protochlorure de fer..........	+ 0,000077	+ $0^{da},000002$
Acétate de fer...............	+ 0,000087	
Tartrate de protoxyde de fer...	— 0,000127	
Sulfate de peroxyde de fer. ...	— 0,00149	
Alun de fer.............	— 0,00134	— 0,00156
Azotate de fer...............	— 0,00169	
Perchlorure de fer...........	— 0,00170	

Le signe + signifie que c'est le métal chaud qui est à l'extérieur le pôle positif, le signe — que c'est le métal froid.

Pourvu que les sels de fer soient rigoureusement au minimum, la force électromotrice thermo-électrique qu'ils présentent est presque nulle. Elle est très considérable pour les sels de sesquioxyde, et c'est le métal froid qui est à l'extérieur le pôle positif. On pouvait donc penser que l'observation de la force électromotrice thermo-électrique fournirait en quelque sorte un réactif de l'état du fer dans ses sels, et c'est ce que l'expérience a confirmé. Ainsi le sulfate de fer commercial, toujours partiellement peroxydé, a fourni le nombre — $0^{da},001093$, égal aux deux tiers de la force électromotrice thermo-électrique des sels de sesquioxyde pur. Une solution de protochlorure de fer à laquelle on a ajouté une petite quantité d'une solution concentrée de perchlorure a fourni les

résultats suivants :

	da
Protochlorure pur	+0,000077
» avec $\frac{1}{500}$ en volume de solution de perchlorure	−0,000284
» avec $\frac{1}{50}$ en volume de solution de perchlorure.	−0,000599
Perchlorure pur	−0,001700

La présence d'une trace de sel de peroxyde se reconnaît plus aisément encore à l'irrégularité des indications de l'électromètre qu'à la valeur absolue de la force électromotrice développée par la chaleur.

7. Les sels de peroxyde de fer nous ont montré une force électromotrice thermo-électrique de sens contraire à celles que nous avions observées jusqu'ici. Il est à noter que le fer est attaqué par les solutions de sel de peroxyde et tend à les ramener à l'état de sels de protoxyde. On pourrait donc imaginer que la réduction est activée par l'action de la chaleur et que, les deux liquides à températures différentes n'ayant pas la même composition chimique, on n'a affaire qu'à un couple hydro-électrique, dans lequel le métal le plus attaqué est à l'extérieur le pôle négatif.

S'il en était ainsi, la force électromotrice développée par la chaleur devrait persister en majeure partie après le refroidissement. Or ce n'est pas ce que l'on observe le plus fréquemment. Les résultats suivants, relatifs au fer et au perchlorure de fer, caractérisent assez bien les expériences de ce genre, toujours plus ou moins irrégulières,

	f en millièmes de daniell.		
$t - t'$.	Observé.	Calculé ([1]).	Différence.
2°,5	− 4	− 2,25	+1,75
34,5	−50	−56,65	−6,65
0,0	+ 2	+ 2,00	0,00
22,5	−42	−36,25	+6,25

L'effet du refroidissement est de signe contraire à celui de l'échauffement et lui est approximativement égal.

D'autres métaux, l'argent, le nickel, le magnésium, l'aluminium,

([1]) $a = +0^{da},002$; $m = -0^{da},0017$.

tous plus ou moins altérables dans les dissolutions de leurs sels neutres, se comportent comme le fer dans les sels de sesquioxyde de fer, c'est-à-dire que le métal chaud est à l'extérieur le pôle négatif. Le coefficient m paraît être extrêmement grand pour le magnésium et l'aluminium, mais n'a pu être déterminé avec quelque exactitude. J'indiquerai les résultats relatifs à l'argent et au nickel.

Métal.	Liquide.	Valeur de m.	Moyenne.
		da	da
Argent.	Azotate d'argent	—0,000165	—0,000202
	Bain d'argent pour galvanoplastie	— 240	
Nickel.	Chlorure de nickel	—0,00208	—0,00214
	Azotate de nickel	234	
	Sulfate de nickel	200	

Ces valeurs de m, ainsi que celles qui se rapportent aux sels de sesquioxyde de fer, ne doivent être considérées que comme des moyennes déterminées entre 10° et 40°, sans qu'il ait été possible de s'assurer si la force électromotrice est rigoureusement proportionnelle à la différence des températures.

8. L'étude des propriétés thermo-électriques d'un métal dans la dissolution d'un autre métal est peu intéressante. Il convient toutefois de signaler ici quelques résultats. C'est tantôt le métal chaud, tantôt le métal froid qui est à l'extérieur le pôle positif du couple, et les valeurs du coefficient m sont du même ordre de grandeur que dans les cas précédents. Ainsi l'on a trouvé :

		m.
		da
Cuivre.	Sulfate de zinc	0,000000
	Eau acidulée au dixième par l'acide sulfurique (1)	+0,000087
	Azotate de plomb	+0,000523
	Chlorure de sodium	—0,000740

Pour le cuivre et le sulfate de soude, il est impossible de représenter la force électromotrice f par une fonction linéaire de la température ; le cuivre chaud est à l'extérieur le pôle négatif, et la

(1) *Voir* la note de la page 232.

force électromotrice croît très rapidement avec la différence de température des deux pôles.

Le platine, à cause de la facilité avec laquelle il se polarise, se prête mal à des expériences de grande précision. Toutefois, on se convaincra par l'examen du Tableau ci-dessous : 1° que les forces électromotrices que nous mesurons n'ont pas pour origine une action chimique, impossible dans le cas du platine ; 2° que ces forces électromotrices sont tantôt positives, tantôt négatives ; 3° enfin qu'elles changent avec la nature de l'acide et avec celle de la base du sel employé, de sorte qu'on ne peut généraliser l'observation faite pour le cas où le métal est en contact avec sa propre dissolution.

Métal.	Liquide.		Valeur de *m*.
			da
Platine.	Sels de cuivre.	Sulfate	−0,000743
		Azotate............	+0,001665
		Bichlorure	+0,001485
	Sels de cadmium.	Sulfate	+0,000139
		Azotate..	+0,000382
		Chlorure...........	−0,001013
	Sels de fer.	Sulfate de protoxyde .	−0,000902
		Protochlorure	−0,000197
		Sulfate de peroxyde ..	+0,000986
		Perchlorure	+0,000984
		Azotate...	+0,001829
	Sels de nickel.	Sulfate	+0,000456
		Chlorure..	+0,000469
		Azotate....	+0,000543

Les nombres de ce dernier Tableau ne doivent être considérés que comme approximatifs ([1]). (*A suivre.*)

([1]) En multipliant le coefficient *m* par 273, on aurait la force électromotrice d'un couple dont l'une des surfaces de contact serait au zéro absolu, l'autre à zéro centigrade ; les nombres ainsi obtenus sont de l'ordre de grandeur des forces électromotrices de contact déterminées directement entre un métal et un liquide à la température ordinaire. Ainsi, pour le cuivre et le sulfate de cuivre, on a $273m = 0^{da},190$. La force électromotrice de contact cuivre-sulfate de cuivre est, d'après Kohlrausch (*Ann. de Pogg.*, t. LXXIX, p. 177 ; 1850) ; $0^{da},398$ et d'après M. Hoorweg (*Annalen*

NOUVEAU PROCÉDÉ PHONÉIDOSCOPIQUE PAR LES ANNEAUX COLORÉS D'INTERFÉRENCE;

PAR M. ADRIEN GUÉBHARD,
Préparateur de Physique à la Faculté de Médecine de Paris.

Dans une récente Communication à la Société de Physique, j'ai signalé la production de très beaux anneaux d'interférence par la condensation de la vapeur d'eau à la surface *fraîchement nettoyée* d'un mercure très impur. Les bandes colorées que l'on obtient ainsi peuvent être considérées comme de véritables courbes de niveau, peignant en section plane la distribution des densités de vapeur à l'intérieur du jet humide au moment du refroidissement. De là mille applications diverses à l'étude interne des mouvements gazeux, et en particulier des courants de la voix, qui, naturellement saturés d'humidité, peuvent imprimer sur le mercure des diagrammes caractéristiques.

Il suffit, pour cela, d'émettre les diverses voyelles au-dessus du miroir métallique, sur un ton bien pur et bien soutenu pendant quelques secondes, mais sans effort anormal et seulement avec assez d'intensité, ou à une distance assez faible pour que la vapeur d'eau contenue dans l'haleine n'ait pas le temps de se mettre en désaccord, en vertu de son élasticité de tension, avec le jet gazeux qui lui sert de véhicule.

Les recherches que j'ai poursuivies sur ce sujet au laboratoire de Physique de la Faculté de Médecine m'ont permis d'établir, avec une concordance personnelle au moins égale à celle de tous les autres procédés phonéidoscopiques, des tableaux qui représentent schématiquement les diagrammes caractéristiques des dix sons-voyelles principaux (*fig.* 1) et les figures complexes des quatre voyelles nasales. Ajoutons qu'il m'a été donné, par les temps de gelée du mois de décembre, de trouver une vérification facile et

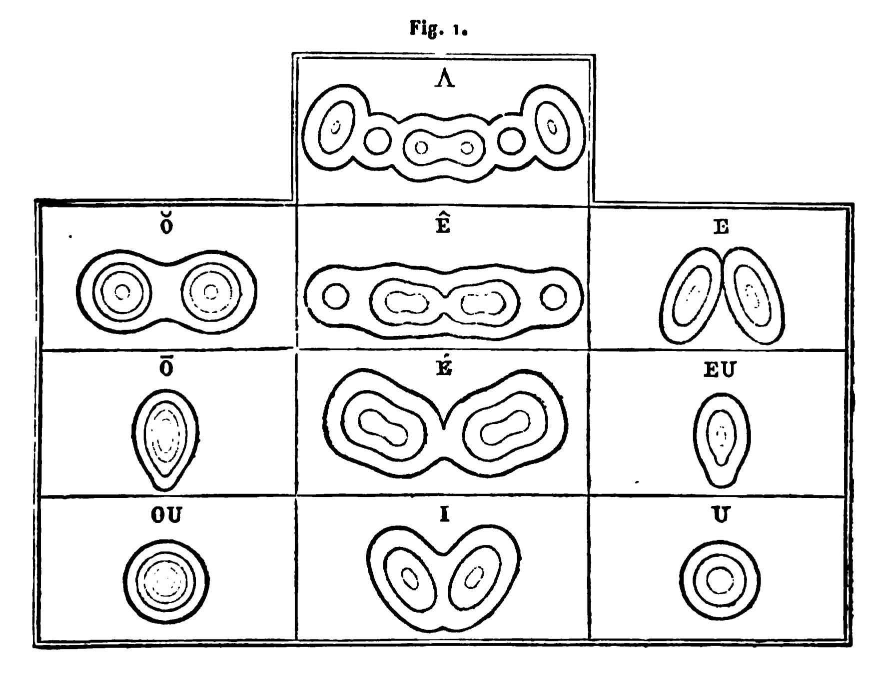
---

der Physik und Chemie, nouvelle série, t. IX, p. 552; 1880) 0da, 274; mais c'est le cuivre qui est le pôle négatif. Puisque, dans le couple thermo-électrique cuivre-sulfate de cuivre, le cuivre chaud est le pôle positif, il en résulte que l'action de la chaleur tend à diminuer la force électromotrice de contact.

tout à fait probante de ces figures, en faisant fondre par l'émission des différentes voyelles les légères couches de givre qui se déposaient sur les vitres des lieux clos.

Sans insister sur quelques observations qui ressortent à première vue de ces tableaux (la classification naturelle en trois familles à partir de l'A, comme faisait déjà Chladni; la parenté deux à deux des sons AU, EU, OU, U, en allemand o, ö, u, ü; la dérivation au

Fig. 1.



moyen de E, E, au lieu de I, U, des nasales IN, UN), on remarquera d'une manière générale le manque d'homogénéité transversale du jet sonore, accusé par la présence dans les figures de plusieurs centres de plus fortes densités. De là résulte nécessairement qu'au moment de se propager dans le milieu ambiant l'émission vocale ne présente pas seulement l'état vibratoire longitudinal d'une colonne cylindrique, tel que le peignent aux yeux les flammes manométriques, tel que l'enregistrent les procédés graphiques, tel que le recueillent et le restituent les courants téléphoniques, mais encore un état vibratoire très complexe, normal au sens de la propagation, et dont l'influence ne saurait être négli-

geable dans la composition de l'onde qui porte à l'oreille, fondus en un même timbre-voyelle, des sons parfois discordants.

DES VIBRATIONS A LA SURFACE D'UN LIQUIDE PLACÉ DANS UN VASE DE FORME RECTANGULAIRE;

PAR M. LECHAT,
Professeur au Lycée Louis-le-Grand.

(SUITE) (1).

La comparaison des résultats de la théorie avec ceux que donne l'expérience comprend deux parties :

1° Les figures de la surface réellement obtenues sont-elles bien celles que fait connaître la théorie?

2° La durée de la période ou, ce qui est la même chose, la valeur de γ correspondant à une figure donnée, pour laquelle n et n' sont connus, est-elle fournie par l'équation

$$\gamma = q\sqrt{gh},$$

due à Lagrange, ou par l'équation

$$\gamma = \sqrt{\frac{e^{qh} - e^{-qh}}{e^{qh} + e^{-qh}}\, gq},$$

qu'on obtient en supposant la profondeur h quelconque, ou bien la valeur de γ ne se représente-t-elle par aucune de ces deux formules?

Sur le premier point il n'y a aucun doute. Toutes les figures obtenues et en très grand nombre sont parmi celles que la théorie indique.

Quant à la seconde question, elle se divise naturellement en deux autres :

1° Quelle est, pour une même figure, l'influence de la profondeur du liquide?

---

(1) Voir *Journal de Physique*, t. IX, p. 185; 1880.

2° Comment, pour une même profondeur, la valeur de γ varie-t-elle avec la forme de la surface?

Les expériences relatives à cette seconde question ont été faites seulement avec le mercure. On a employé des vases de forme carrée et des vases rectangulaires ayant leurs côtés dans le rapport de 2 à 3.

Pour déterminer la profondeur du liquide, on en prend le poids et l'on tient compte de l'accroissement de profondeur dû à la dépression capillaire près des parois du vase. Pour cela, on a supposé que le ménisque est une portion de cylindre droit à base circulaire et que l'angle de raccordement est de 45°. La petite erreur qui résulterait de l'inexactitude de ces deux suppositions est insignifiante. La longueur des côtés du vase doit être connue.

Lorsqu'on a obtenu une figure bien nette de la surface, la disposition des ventres, des lignes ventrales et des lignes nodales fait connaître, d'après la théorie, les valeurs de n et n' qui lui correspondent. On peut alors calculer la valeur de q, puisqu'on a

$$q = \pi\sqrt{\frac{n^2}{l^2} + \frac{n'^2}{l'^2}}.$$

Enfin, on obtient la durée τ de la période en comptant le nombre N de vibrations complètes exécutées par la lame vibrante en trente secondes. On a

$$\tau = \frac{30}{N},$$

et l'on en déduit γ par la formule

$$\gamma = \frac{2\pi}{\tau} = \frac{\pi N}{15}.$$

Si l'on compare d'abord les valeurs de γ, relatives à une même figure obtenue avec le même vase, pour des profondeurs différentes, on reconnaît qu'elles vont en augmentant à mesure que la profondeur s'accroît, mais de moins en moins, de sorte que, à partir d'une certaine profondeur assez faible, un accroissement dans la profondeur n'amène plus de variations sensibles dans γ. Cette profondeur limite est d'autant moindre que q est plus grand.

Les valeurs de γ pour la même forme de la surface, mais avec des profondeurs différentes, sont parfaitement représentées par la formule

$$\gamma = a\sqrt{\frac{e^{qh} - e^{-qh}}{e^{qh} + e^{-qh}}},$$

dans laquelle a est un coefficient variable avec les dimensions du vase et la forme de la surface. Cette formule s'accorde, sous le rapport de la profondeur, avec la valeur théorique

$$\gamma = \sqrt{\frac{e^{qh} - e^{-qh}}{e^{qh} + e^{-qh}} gq},$$

et non pas avec la valeur

$$\gamma = q\sqrt{gh}.$$

Si maintenant on cherche comment, pour une même profondeur, le coefficient a varie avec la forme de la surface, on reconnaît qu'il peut être représenté par la formule empirique

$$a = 0,07083\, q + \pi\sqrt{g}$$

et que cette valeur de a convient pour tous les vases essayés, aussi bien les vases carrés de diverses dimensions que les vases rectangulaires. On peut donc écrire, d'une manière générale,

$$\gamma = (0,07083\, q + \pi\sqrt{g})\sqrt{\frac{e^{qh} - e^{-qh}}{e^{qh} + e^{-qh}}}.$$

Pour montrer l'accord de l'expérience avec cette formule empirique, nous remarquerons que, si N exprime le nombre des périodes de la vibration en trente secondes, on doit avoir

$$N = \frac{15}{\pi}\gamma = \frac{15}{\pi}(0,07083\, q + \pi\sqrt{g})\sqrt{\frac{e^{qh} - e^{-qh}}{e^{qh} + e^{-qh}}}$$

ou

$$N = \left(1,0625\frac{q}{\pi} + 47,09\right)\sqrt{\frac{e^{qh} - e^{-qh}}{e^{qh} + e^{-qh}}};$$

cet accord est alors indiqué par les Tableaux suivants :

Vases carrés : $q = \frac{\pi}{\lambda}\sqrt{n^2 + n'^2}$.

Côté du vase, $\lambda = 0^m,1$; profondeur du mercure, $h = 0^m,0038$.

$\sqrt{n^2 + n'^2}$.	Valeurs de N observées.	Valeurs de N calculées.	Différences.
4.........	60	59,8	+ 0,2
$2\sqrt{5}$......	66	66,23	− 0,23
6.........	87	87	0
8.........	114	113,7	+ 0,3
$4\sqrt{5}$......	127	126,35	+ 0,65

Même vase. Profondeur du mercure, $0^m,072$.

4.........	75,75	76	− 0,25
$2\sqrt{5}$......	83	82,96	+ 0,04
6.........	104	103,9	+ 0,1
8.........	128	128,75	− 0,75
$4\sqrt{5}$......	139,4	139,8	− 0,4

Même vase. Profondeur du mercure, $0^m,021$.

$2\sqrt{5}$......	95	94,61	+ 0,39
6.........	111	110,96	+ 0,04
8.........	132	132,20	− 0,20
$4\sqrt{5}$......	142	142,25	− 0,25

Côté du vase, $\lambda = 0^m,05$; profondeur du mercure, $h = 0^m,0156$.

4.........	132	132,2	− 0,2
$2\sqrt{5}$......	142	142,25	− 0,25
6.........	174,25	174,75	− 0,5

Vase rectangulaire :

$$l = 0^{m},072 = 3\lambda, \quad l' = 0^{m},048 = 2\lambda; \quad q = \frac{\pi}{6\lambda}\sqrt{4n^2 + 9n'^2},$$

$$h = 0^{m},0122.$$

$\sqrt{4n^2+9n'^2}$.	Valeurs de N observées.	Valeurs de N calculées.	Différences.
12..........	135	135,39	— 0,39
$4\sqrt{10}$.....	140	140,25	— 0,25
$6\sqrt{5}$......	145,67	145,96	— 0,29
$4\sqrt{13}$.....	153,33	153,43	— 0,1
$12\sqrt{2}$......	172,5	172,28	+ 0,22
18..........	180	179,9	+ 0,1
$6\sqrt{10}$.....	187	187,08	— 0,08
20..........	194,5	194,66	— 0,16

Les formules

$$\gamma = q\sqrt{gh},$$

$$\gamma = \sqrt{\frac{e^{qh} - e^{-qh}}{e^{qh} + e^{-qh}} gq},$$

données par la théorie, la première en supposant la profondeur h très petite, la deuxième en ne faisant aucune supposition sur h, résultent de la seule hypothèse que toute molécule de la surface y reste pendant le mouvement. L'expérience montre que ni l'une ni l'autre de ces formules ne représente le phénomène. Il faut donc en conclure que cette hypothèse n'est pas justifiée et que probablement, ainsi que les frères Weber l'ont démontré expérimentalement pour les ondes en mouvement, les molécules de la surface pénètrent à l'intérieur du liquide.

SUR LA VITESSE DU SON;

Par M. A. TERQUEM.

Lettre à M. le Directeur du *Journal de Physique*.

Dans l'analyse que j'ai faite du remarquable travail de M. Kor-

teweg (1) sur la vitesse du son dans les tubes à parois élastiques, et qui a été insérée dans le numéro d'avril du *Journal de Physique,* je n'avais pas donné les formules pour la vitesse du son, auxquelles arrive l'auteur, quand il admet : 1° que les parois du tube vibrent synchroniquement avec le fluide; 2° en tenant compte en outre des vibrations transversales que peut prendre le fluide lui-même. Je considérais, en effet, comme peu probable l'existence de ces vibrations synchrones atteignant une certaine intensité.

M. Korteweg m'a adressé à ce sujet quelques observations auxquelles je m'empresse de faire droit.

Dans le cas de parois épaisses et rigides, l'existence de telles vibrations synchrones du fluide et des parois n'est pas admissible, surtout si le fluide est un gaz. Mais quand la totalité ou une partie des parois du tube est fermée par une membrane mince et peu élastique, de telles vibrations pourraient exister. Savart et Liscovius ont, en effet, constaté dans ce cas, comme me l'a fait remarquer M. Korteweg, les vibrations des parois et la diminution de vitesse du son qui en résulte. C'est surtout en vue de ces expériences que M. Korteweg a déterminé, malgré de grandes difficultés de calcul, la vitesse du son qui est donnée par les formules (33) et (38) de son Mémoire.

Il y aurait un intérêt réel à reprendre ces dernières expériences et à soumettre à une vérification expérimentale les formules données par M. Korteweg.

HENRY DRAPER. — On the coincidence of the bright lines of the oxygenum spectrum with brigth lines in the solar spectrum (Sur la coïncidence des lignes brillantes du spectre de l'oxygène avec des lignes brillantes du spectre solaire); *Monthly Notices of the royal astronomical Society*, vol. XXXIX, n° 8; 1880.

M. Henry Draper a publié en 1877 (voir *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXV, p. 613) des photographies du spectre de l'oxygène incandescent juxtaposées à des photographies du spectre solaire prises en même temps et dans le même appareil, et il a conclu de la comparaison

(1) *Journal de Physique*, t. IX, p. 127.

des deux images à la coïncidence entre les raies brillantes du spectre de l'oxygène et des lignes brillantes du spectre solaire, ce qui l'a conduit à admettre l'existence de l'oxygène dans le Soleil. Ces résultats n'ont pas été admis sans contestation, et récemment ([1]) un homonyme de l'auteur, M. J.-C. Draper, s'est attaché à établir notamment que les deux raies $\lambda = 4317$ et $\lambda = 4319$ du spectre de l'oxygène existeraient bien dans le spectre solaire, mais comme raies obscures, à la manière des raies métalliques.

Dans ces conditions, il n'est pas sans intérêt d'avoir des renseignements précis sur les appareils dont s'est servi M. Henry Draper et sur les moyens qu'il a employés pour obtenir la juxtaposition parfaite des deux spectres photographiés simultanément. Nous laisserons de côté les premières recherches de l'auteur, et nous n'indiquerons que les dernières dispositions expérimentales auxquelles il s'est arrêté.

Les rayons solaires, réfléchis par le miroir d'un héliostat, pénètrent dans le laboratoire, rencontrent un prisme à réflexion totale qui les renvoie sur la fente d'un spectroscope muni de prismes à sulfure de carbone; la lunette du spectroscope est remplacée par un objectif photographique qui donne une image réelle du spectre, que l'on reçoit au fond d'une chambre noire sur une plaque préparée.

Sur le prolongement de l'axe du collimateur se trouve la source lumineuse que l'on veut comparer à la lumière du Soleil. Les rayons qui en émanent passent sous le prisme à réflexion totale, tombent sur la moitié inférieure de la fente du spectroscope et donnent sur la plaque une image réelle située au-dessus de l'image solaire.

On juxtapose les parties correspondantes des deux spectres par un artifice des plus simples. A l'endroit où l'oxygène sera porté à l'incandescence, on fait jaillir l'étincelle électrique entre deux pointes de fer, de manière à obtenir le spectre de ce métal; puis on déplace le prisme à réflexion totale qui amène les rayons solaires jusqu'à ce que les raies noires correspondant au fer dans le spectre solaire soient sur le prolongement des raies brillantes de ce métal

---

([1]) *The american Journal of Science and Arts*, 1879, 1er semestre, t. XVII, p. 448, et t. IX, p. 182, de ce Recueil.

dans l'autre image : la juxtaposition peut être aussi parfaite qu'on le désire.

L'oxygène est rendu incandescent par les étincelles d'un appareil d'induction capable de donner des étincelles de $0^m,43$ de longueur. Cet appareil reçoit l'électricité d'une machine de Gramme assez puissante pour produire entre deux pointes de charbon une lumière équivalente à 500 bougies et pour donner par minute 1000 étincelles de $0^m,255$ de longueur. Avec un condensateur de quatorze bouteilles de Leyde, faisant une surface totale de 63^{cq}, on obtient assez de lumière pour faire usage d'une fente étroite et d'un collimateur à long foyer. L'interrupteur de Foucault, dont l'alcool eût été projeté par le mouvement rapide de la tige, est remplacé par un anneau crénelé monté sur l'axe de la machine de Gramme.

La disposition des extrémités polaires entre lesquelles jaillit l'étincelle présentait des difficultés sérieuses, car, si l'étincelle a la forme d'un zigzag, il arrive nécessairement que la source lumineuse n'est plus, à certains moments, devant la fente, et il se produit des lacunes dans le spectre photographié. D'un autre côté, on ne peut se servir de tubes à gaz raréfiés, car le métal des électrodes se volatilise et se dépose dans la région rétrécie du tube, et, du reste, la haute température à laquelle elles sont portées détermine la rupture du verre. Pour remédier à cet inconvénient, l'auteur a imaginé un dispositif qui dirige en quelque sorte l'étincelle électrique toujours suivant la même ligne droite, en la forçant à se produire dans un canal étroit à parois non conductrices. On obtient ce résultat en creusant dans un bloc de stéatite une cavité qui a la forme des tubes à gaz de Plücker, c'est-à-dire deux trous cylindriques ayant même axe, réunis par un conduit capillaire. On fait arriver dans ces deux cavités tubulaires les extrémités métalliques qui amènent l'électricité, et l'étincelle jaillit dans ce canal, portant à l'incandescence le gaz que l'on y introduit par un conduit perpendiculaire. Pour rendre visible cette étincelle rectiligne, on perce une fente le long du canal capillaire. Cette disposition permet de porter le gaz à une température extrêmement élevée, en même temps qu'elle donne une source lumineuse absolument fixe.

Pour ce qui est de l'appareil optique, il comprend un collimateur de $0^m,05$ de diamètre ; la distance focale principale est de $0^m,66$,

celle de l'objectif photographique est d'environ 2^m; le système de prismes est tel que la région comprise entre les raies *b* et H couvre un espace d'environ $0^m,80$ de largeur. Les épreuves négatives sont donc à une échelle deux fois plus grande que celle des planches d'Ångström. Ce sont ces clichés que l'auteur a soumis à l'examen des membres de l'Association britannique à la dernière session.

Ajoutons, pour donner une idée du travail que demandent ces recherches, que chaque photographie exige une exposition d'un quart d'heure et qu'il faut, pendant ce temps, 30 000 étincelles de $0^m,25$ pour maintenir l'oxygène incandescent; il faut donc que la bobine de la machine de Gramme employée fasse 30 000 tours. L'auteur a évalué à 20 millions le nombre de révolutions de l'axe de cette machine pendant les jours de beau temps des trois dernières années et à 675^{lit} la quantité de pétrole consommée pour mettre la machine en activité, chaque goutte d'huile produisant de deux à trois étincelles de $0^m,25$ de longueur.

L'auteur ne manque pas du reste de faire remarquer que, pour comparer sérieusement les deux spectres du Soleil et de l'oxygène incandescent, il faudrait que les radiations de ces deux sources lumineuses eussent été soumises aux mêmes influences, ce qui ne peut avoir lieu, à cause de l'absorption que subissent les rayons solaires avant d'arriver à l'appareil. Il pourrait donc arriver que le spectre de l'oxygène incandescent ne se trouvât pas complètement représenté dans le spectre solaire, certaines raies brillantes de l'oxygène pouvant être masquées par des raies d'absorption de même longueur d'onde. Il pourrait se faire aussi qu'une bande brillante, qui dans le spectre du gaz incandescent serait nébuleuse ou estompée, présentât, si elle se trouvait dans le spectre solaire, des bords nettement limités par des bandes noires voisines provenant de tel ou tel métal. Ces considérations expliquent les différences d'aspect que présentent les photographies des deux sources lumineuses, différences qui ne suffisent pas pour infirmer les conclusions de l'auteur, c'est-à-dire la probabilité de l'existence de l'oxygène dans le Soleil. D. GERNEZ.

W.-C. RÖNTGEN. — Ueber die von Herrn Kerr gefundene, neue Beziehung zwischen Licht und Electricität (Sur la nouvelle relation trouvée par M. Kerr entre la lumière et l'électricité); *Ann. der Physik und Chemie,* nouvelle série, t. X, p. 77; 1880.

On connaît les curieux phénomènes découverts par M. Kerr relativement à la double réfraction développée dans le verre et dans quelques liquides par l'induction électrique (voir *Journal de Physique,* t. IV, p. 366; t. V, p. 98; t. VIII, p. 414).

M. Röntgen a tout d'abord répété les expériences de M. Kerr. Modifiant ensuite la méthode d'observation, il compléta les résultats obtenus par ce dernier physicien.

La façon d'opérer est la suivante. Dans deux parois opposées d'un flacon de forme quadrangulaire on a percé deux ouvertures fermées ensuite par deux lames de verre que l'on choisit très minces, pour éviter la double réfraction que l'on observe habituellement dans les plaques épaisses. Normalement à ces ouvertures, on fait arriver de la lumière fournie par une lampe de Drummond. Cette lumière, polarisée par un nicol dans la section principale et inclinée de 45° sur la verticale, traverse le flacon. Elle est reçue ensuite sur un second nicol placé à l'extinction.

Par le col de la bouteille et par une ouverture pratiquée dans le fond passent deux fils de laiton terminés soit par des boules, soit par une boule et un disque, soit simplement par deux fils de forme parallélépipédique. Les deux électrodes ainsi disposées verticalement l'une au-dessus de l'autre sont mises en communication avec les pôles d'une machine électrique. Leur distance est de $0^m,002$ à $0^m,003$.

On remplit le vase de sulfure de carbone débarrassé autant que possible des poussières qu'il peut contenir.

Si l'on vient alors à tourner la machine tandis que l'œil est placé derrière le second nicol, la lumière apparaît peu à peu, et, si l'on tourne de plus en plus vite, la lumière peut devenir assez vive pour que l'œil ne puisse la supporter.

Jusqu'à présent, c'est le phénomène observé par M. Kerr. Grâce à l'emploi de prismes de nicol pouvant embrasser un champ de vision très étendu, grâce aussi à la disposition verticale des élec-

trodes, M. Röntgen a pu observer d'autres particularités fort intéressantes qui avaient échappé à M. Kerr.

Si l'on regarde avec attention l'espace compris entre les électrodes, on aperçoit des franges ou plutôt des houppes obscures qui partent des bords des électrodes dans des directions qui sont inclinées à 45° par rapport à la verticale. Le champ de vision est alors partagé par ces quatre houppes en deux parties : la partie intérieure très brillante, et la partie extérieure lumineuse encore, mais seulement contre les bords des électrodes, où l'on aperçoit des sortes de taches brillantes. M. Kerr, qui observait seulement le centre du champ, ne pouvait apercevoir ces houppes.

Telle est l'apparence que l'on observe lorsque, comme nous l'avons supposé, les sections principales des prismes de Nicol sont inclinées de 45° sur la verticale.

Si l'on vient à tourner ces sections principales de 45°, de manière à placer verticalement celle du polariseur et horizontalement celle de l'analyseur, l'aspect du phénomène est complètement changé. Au centre, à la place de la partie brillante, on voit réapparaître l'obscurité, et, réciproquement, les parties obscures deviennent lumineuses.

Les deux figures observées dans les deux positions des prismes de Nicol sont donc complémentaires. Supposons maintenant que, les prismes de Nicol étant dans la première position, on place entre la bouteille et l'analyseur, comme l'a fait M. Kerr, une lame de verre que l'on peut comprimer dans une direction horizontale ou dans une direction verticale. Si la compression a lieu dans le sens horizontal, la partie centrale devient plus brillante et les taches latérales deviennent plus sombres. Si la compression a lieu dans le sens vertical, les houppes se rapprochent, la partie centrale tend à devenir plus obscure.

Lorsque les prismes de Nicol sont dans la seconde position, on n'observe plus rien lorsque l'on comprime la lame de verre dans un sens horizontal ou dans un sens vertical ; mais on obtient au contraire un effet extrêmement marqué lorsque la compression a lieu suivant une ligne inclinée à 45° sur la verticale. Les taches situées à gauche de l'électrode supérieure et à droite de l'électrode inférieure deviennent plus brillantes ; les deux autres deviennent plus obscures, ou réciproquement.

De ces expériences on peut conclure que, par suite de l'action des forces électriques, le sulfure de carbone est devenu biréfringent. Les vibrations lumineuses s'exécutent suivant des directions parallèles aux lignes de force et se propagent suivant des directions perpendiculaires.

Les expériences faites avec le verre comprimé prouvent, comme l'avait d'ailleurs annoncé M. Kerr, que le sulfure de carbone se conduit comme du verre qui aurait subi une tension suivant la direction des lignes de force.

Par la même méthode, M. Röntgen a étudié plusieurs liquides mauvais conducteurs, et il a trouvé, comme M. Kerr, que certains d'entre eux se conduisent comme du verre qui a été comprimé suivant les lignes de force. L'huile de foie de morue est dans ce cas. Ces liquides sont dits *négatifs*, le sulfure de carbone étant le type des liquides *positifs*.

Lorsque les liquides sont médiocrement conducteurs, il faut, si l'on veut observer le phénomène, ménager une interruption entre l'une des électrodes et la machine. La lumière apparaît au moment où, dans cet intervalle, jaillit une étincelle. Elle disparaît immédiatement après. Ce fait avait déjà été mis en évidence par M. Kerr pour le *nitrobenzol*. M. Röntgen a montré que l'on pouvait, en modifiant la longueur de cet intervalle et en intercalant dans le circuit une ou deux bouteilles de Leyde, arriver à observer les mêmes phénomènes dans des liquides meilleurs conducteurs encore, comme la glycérine, l'éther sulfurique et même l'eau distillée.

M. Röntgen vérifie encore que le phénomène ne peut être attribué à des courants liquides qui prennent naissance entre les électrodes. Si l'on remplace en effet l'électrode inférieure par un tube effilé au moyen duquel on lance un jet de sulfure de carbone contre l'électrode supérieure, il ne se manifeste aucune double réfraction.

E. Bichat.

J. KERR. — **Measurements and law in electro-optics (Mesures et loi relatives à l'électro-optique)**; *Phil. Magazine*, 5e série, t. IX, p. 157; 1880.

Le *Journal de Physique* a publié de remarquables analyses des

travaux antérieurs de M. Kerr; nous y renvoyons le lecteur ([1]). Dans ses dernières recherches, l'auteur emploie encore une cuve à glaces parallèles, dans la construction de laquelle il a dû apporter les soins les plus minutieux. Comme il opérait habituellement sur le sulfure de carbone, les fuites et les évaporations étaient très difficiles à éviter; il fallait, de plus, renoncer à l'emploi de tout ciment ou mastic de nature à troubler le liquide, lequel, pour la réussite d'expériences aussi délicates, ne doit pas présenter la moindre trace d'impuretés. Les conducteurs électriques consistaient en deux plaques de cuivre dont les faces opposées, parfaitement unies et soigneusement arrondies aux arêtes, étaient distantes l'une de l'autre de $\frac{1}{12}$ de pouce.

I. *Expériences électro-optiques de polarisation chromatique.* — Les pièces optiques employées sont simplement l'appareil précédent et deux prismes de Nicol, polariseur et analyseur. Un rayon de lumière d'un nuage brillant est réfléchi horizontalement; la section principale du premier nicol est à 45° de l'horizon, et le second est tourné de manière à amener l'extinction. La source d'électricité employée est une bouteille de Leyde chargée constamment par une machine électrique : dès que celle-ci est mise en activité, le potentiel du conducteur supérieur s'élève lentement; dans ces conditions, voici les phénomènes que l'on observe.

L'espace obscur entre les deux conducteurs s'illumine, la lumière passant graduellement du noir faiblement gris bleuâtre au blanc, faible d'abord, pur et brillant bientôt après. Le potentiel du conducteur allant toujours croissant, la bande lumineuse entre les deux conducteurs passe du blanc à une brillante couleur paille, puis au jaune éclatant auquel succèdent de riches tons, tour à tour orangés, bleu foncé, rouge pur, pourpre violet, bleus et verts. Toutes ces couleurs sont comparables pour leur éclat à celles qu'on obtient avec des cristaux et le polariscope. Généralement, le phénomène cesse au vert du second ordre, avec une décharge d'étincelles électriques. Durant toute cette série d'effets lumineux

---

([1]) Ces analyses sont dues à M. Crova. Voir *Journal de Physique*, t. IV, p. 376; t. V, p. 98; t. VIII, p. 414.

allant du noir impur au vert, le liquide diélectrique agit comme un cristal à un axe.

II. *Loi des carrés*. — Nous arrivons à la partie la plus importante du travail de M. Kerr, dans laquelle il parvient à formuler le résultat de ses expériences et de ses mesures sous la forme d'une loi simple. Aux pièces employées dans l'expérience précédente il ajoutait un compensateur placé à la suite et près de la cuve, et il reliait le conducteur de celle-ci avec un électromètre, de façon à pouvoir mesurer simultanément la différence de marche des rayons polarisés par le liquide diélectrique et le potentiel correspondant.

Voici la loi énoncée par M. Kerr (*loi des carrés*) : *L'intensité de l'action électro-optique d'un corps diélectrique donné, qui est la différence de marche des rayons ordinaires et extraordinaires, par unité d'épaisseur du diélectrique, varie directement comme le carré de la force électrique résultante.*

Cette loi n'a été vérifiée par M. Kerr que pour un seul diélectrique, le sulfure de carbone. La concordance entre les résultats calculés et ceux observés est suffisamment conservée pour des variations de potentiel assez grandes, et les écarts peuvent être attribués aux erreurs d'observation.

M. Kerr fait remarquer que sa loi est susceptible de revêtir les divers énoncés qui suivent :

La quantité d'effet optique par unité d'épaisseur du diélectrique varie :

1° Directement comme le carré de la force électrique résultante;

2° Directement comme l'énergie du champ électrique par unité de volume;

3° Directement comme l'attraction des deux conducteurs qui limitent le champ;

4° Directement comme la *tension électrique* du diélectrique. On sait que cette dernière quantité, qui fut conçue très clairement par Faraday, a été définitivement introduite par Maxwell dans la théorie mathématique de l'électricité.

E. Masse.

F. KOLÁČEK. — Ueber den Einfluss des Capillaren Oberflächendruckes auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit von Wasserwellen (Influence de la tension superficielle des liquides sur la vitesse de propagation des ondes); *Ann. der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. V, p. 425 (1878), et t. VI, p. 616 (1879).

L'auteur considère l'influence de la tension superficielle sur la vitesse de propagation des ondes dans un liquide incompressible, en admettant que cette tension conserve la même valeur dans un liquide en mouvement que dans un liquide au repos; il n'étudie que le cas des ondes rectilignes et des oscillations de très faible amplitude pour lesquelles la courbure de la surface est peu prononcée.

Il trouve que l'effet de la tension superficielle équivaut à un accroissement $\frac{Ag}{\rho}\frac{4\varpi^2}{\lambda^2}$ de l'intensité g de la pesanteur. A désigne la tension superficielle, ρ la densité et λ la longueur d'onde du mouvement vibratoire qui se propage dans le liquide. En désignant par V_0 la vitesse de propagation calculée en négligeant l'influence de la tension superficielle, par V la vitesse réelle, on aurait donc

$$(1) \qquad V = V_0\left(1 + \frac{4\varpi^2 A}{\rho\lambda^2}\right)^{\frac{1}{2}} = V_0\left(1 + \frac{2\varpi^2 A}{\rho\lambda^2}\right).$$

Cette formule n'est pas applicable dans le cas de très petites longueurs d'onde.

M. Koláček calcule le facteur de V_0 dans la formule (1) pour l'eau et pour une longueur d'onde de 100^{mm}, et lui assigne pour valeur 1,015 environ.

Dans une addition à son Mémoire, l'auteur rappelle que sir W. Thomson (¹) a déjà donné des formules pour tenir compte de l'influence de la tension superficielle et que M. Tait (²) a constaté son effet par l'expérience. E. BOUTY.

(¹) W. THOMSON, *Phil. Magazine*, t. XLII, p. 362; 1871.
(²) TAIT, *Proceedings of the royal Society of Edinburgh*, t. VIII, p. 485.

F. AUERBACH. — On the passage of the galvanic current through iron (Sur le passage du courant galvanique à travers le fer); *Phil. Magazine*, 5e série, t. VIII, p. 138 et 217; 1879 (1).

L'auteur cherche à expliquer les variations qu'il a constatées dans la conductibilité du fer, par suite de l'aimantation, en s'appuyant sur la théorie des éléments magnétiques mobiles. Aussitôt après la fermeture du circuit, le courant accomplit un travail sur les éléments magnétiques pour les amener à la position qui correspond à l'aimantation transversale circulaire. Ce travail se traduit par une augmentation de résistance; puis les éléments magnétiques s'arrêtent, et, le courant n'ayant plus de travail à accomplir, la résistance prend une valeur moindre et constante, bien qu'elle diffère, sans doute, de ce qu'elle serait si le fer avait conservé son état primitif. Au moment de la rupture, un travail contraire donne lieu à une diminution momentanée de résistance.

M. Auerbach érige en principe général la propósition suivante : *Une force ne peut par elle-même créer des conditions plus favorables à sa propre action que les conditions existant naturellement*. Il en conclut que la résistance observée dans le fer doit être supérieure à celle qui existerait s'il n'y avait pas de changement dans l'équilibre magnétique. Cette dernière résistance, qu'on ne peut observer directement, est seule comparable avec la résistance des autres métaux.

Si cette théorie est vraie, la résistance doit être diminuée par une faible aimantation longitudinale, puisque celle-ci atténuera les effets de l'aimantation circulaire produite par le passage du courant dans le fer. Cette assertion est conforme aux résultats de l'expérience pour l'acier et le fer. Mais, si l'aimantation longitudinale est intense, elle persistera en partie même pendant le passage du courant, et alors la théorie ne peut faire prévoir ce qui se passera. L'expérience montre qu'il y a alors augmentation de résistance pour le fer et l'acier doux, diminution pour l'acier trempé. Dans le premier cas, pour une certaine relation entre le courant producteur de l'aimantation et le courant qui traverse le fer, la

(1) Voir *Journal de Physique*, t. VIII, p. 356; oc obre 1879.

résistance devra prendre la même valeur que s'il n'y avait pas de modification magnétique.

Quand le fil reçoit d'un courant voisin une aimantation longitudinale, l'expérience a constaté que les extra-courants sont plus intenses. La théorie permet, en effet, de démontrer que dans ce cas le travail accompli dans le déplacement des éléments magnétiques est plus considérable, bien que la grandeur de ce déplacement puisse être plus petite.

Quand la résistance a été modifiée par les extra-courants de rupture et de fermeture, l'expérience montre qu'elle revient lentement à sa valeur normale. Le travail accompli occasionne, en effet, un dégagement de chaleur qui ne se dissipe que peu à peu.

L'intensité des extra-courants croît, ainsi que la résistance permanente du fil, quand on répète fréquemment le passage de l'un ou de l'autre courant, parce que le déplacement des éléments magnétiques finit par devenir plus complet à mesure que les actions se répètent.

La loi d'Ohm considère la résistance comme une quantité indépendante de la force électromotrice, ce qui peut être vrai si l'on considère la résistance idéale d'un fil de fer non aimanté; mais, dans la pratique, la résistance doit changer avec la force électromotrice, puisque le courant engendre une aimantation qui dépend de son intensité. Pour s'en assurer directement, l'auteur emploie un commutateur qui lui permet de faire passer dans le fil le courant d'un nombre plus ou moins grand d'éléments Daniell. Il observe ainsi un accroissement notable de la résistance quand on augmente le nombre des éléments. Une partie de cet accroissement est due à l'élévation de la température; mais on peut éliminer cette dernière influence par le calcul et par des expériences comparatives faites sur des fils de cuivre, et l'on s'assure ainsi que la variation de température ne peut expliquer toute l'augmentation de résistance.

La loi de Joule, comme la loi d'Ohm, ne peut être appliquée au fer qu'en tenant compte des variations de résistance qui dépendent de son état magnétique.

M. Auerbach termine en faisant remarquer l'analogie suivante :

Le coefficient d'élasticité est le rapport de l'accroissement de pression à la diminution de volume produite. Mais il tend à se pro-

duire en même temps une élévation de température : suivant qu'on l'empêchera ou qu'on la laissera se manifester, le coefficient obtenu sera différent.

La chaleur spécifique est le rapport de la quantité de chaleur développée à l'élévation de température. Mais il tend à se produire en même temps une augmentation de volume : le coefficient sera différent suivant qu'on l'empêchera ou non par une pression extérieure.

De même, la résistance d'un conducteur est le rapport de la force électromotrice à l'intensité du courant. Mais, si le conducteur est magnétique, il tend à se produire en même temps une aimantation : on doit obtenir un résultat différent suivant que l'on compensera ou non cette aimantation par une force extérieure, comme l'action d'un second courant.

FOUSSEREAU.

H.-F. WEBER. — Die wahre Theorie der Fresnel'schen Interferenzerscheinungen (La vraie théorie des expériences d'interférence de Fresnel); *Ann. der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. VIII, p. 407; 1879.

Fresnel, en produisant les franges d'interférence soit par les miroirs, soit par le biprisme, pensait s'être mis complètement à l'abri des phénomènes de diffraction qui compliquent l'expérience d'Young. Mais cela n'a plus lieu si, comme on le fait souvent, on emploie des faisceaux lumineux très étroits, et plusieurs phénomènes, que la théorie des interférences est insuffisante à expliquer, peuvent s'observer, parmi lesquels nous citerons les suivants :

1° Les franges observées dans la lumière monochromatique sont inégalement larges, et les franges les plus étroites sont en même temps les plus sombres.

2° Si l'on produit les franges dans la lumière blanche, et qu'on fasse varier la distance de l'écran à la source, la frange centrale n'est pas toujours blanche, mais se colore successivement en jaune, rouge, bleu gris, vert, etc., ce qui indique que, en opérant avec une lumière homogène, la frange centrale passe par une série de maxima et de minima qui ne sont pas les mêmes pour les différentes lumières simples.

Pour se rendre compte de ces phénomènes, M. Weber considère le cas des franges produites par le biprisme. On a dans ce cas deux ondes sphériques, ayant leurs centres en des points différents et limitées par des ouvertures rectangulaires égales entre elles. Les calculs faits par l'auteur pour arriver à la formule donnant l'intensité lumineuse aux différents points de l'écran peuvent se simplifier notablement si, pour ce calcul, on suit la marche adoptée par Fresnel et qui consiste à remplacer chaque mouvement vibratoire élémentaire par deux autres, présentant entre eux une différence de marche $\frac{\lambda}{4}$.

Les intégrales auxquelles conduit le calcul se ramènent aux intégrales de Fresnel; mais chacun des termes A ou B de l'expression

$$I = A^2 + B^2$$

est très compliqué, car, même en se bornant, pour simplifier les calculs de l'auteur, au cas des ondes cylindriques, on arrive à représenter chacun des termes A ou B par la somme de huit intégrales de Fresnel.

Pour déduire de ces formules les conséquences indiquées par l'expérience, l'auteur emploie un nouveau mode de développement en série des intégrales de Fresnel. Il emploie à cet effet deux nouvelles fonctions, qui sont des généralisations de la fonction de Bessel :

$$I_k^h = \int_0^\pi \cos(h\varphi - k\sin\varphi)\,d\varphi,$$

$$E_k^h = \int_0^\pi \sin(h\varphi - k\sin\varphi)\,d\varphi,$$

où h est un nombre quelconque.

Nous ne pouvons songer à résumer ici les calculs et la discussion faits par l'auteur. Nous nous contenterons de reproduire les développements en série auxquels on est conduit pour représenter les deux intégrales de Fresnel :

$$\int_0^u \cos(mu^2)\,du = u\left\{\frac{1}{2}\sqrt{\frac{\pi}{2mu^2}} + \left[\frac{1}{2mu^2} - \frac{1.3}{(2mu^2)^3} + \cdots\right]\sin mu^2 - \left[\frac{1}{(2mu^2)^2} - \frac{1.3.5}{(2mu^2)^4} + \cdots\right]\cos mu^2\right\}$$

et

$$\int_0^u \sin(mu^2)\,du = u\left\{\frac{1}{2}\sqrt{\frac{\pi}{2mu^2}} - \left[\frac{1}{2mu^2} - \frac{1.3}{(2mu^2)^3} + \cdots\right]\cos mu^2 \right.$$
$$\left. - \left[\frac{1}{(2mu^2)^2} - \frac{1.3.5}{(2mu^2)^4} + \cdots\right]\sin mu^2\right\}.$$

J. Macé de Lépinay.

E. WIEDEMANN. — Ueber das durch electrische Entladungen erzeugte Phosphorescenzlicht (Phosphorescence produite par les décharges électriques); *Annalen der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. IX, p. 157; 1880.

M. E. Wiedemann place dans le vide de Crookes du platino-cyanure de baryum qui n'est pas dichroïque et constate que sous l'influence d'une longue série de décharges le dichroïsme apparaît peu à peu. Il en attribue la production à la perte d'une certaine quantité de vapeur d'eau éprouvée par le cristal dans le vide, par suite de son échauffement, car le même phénomène se produit aussi à la longue sans l'emploi des décharges.

Quand on fait passer dans un tube de Geissler à parois épaisses le courant positif d'une machine de Holtz, en intercalant dans le circuit une interruption telle que les décharges soient aisément déviées par l'approche du doigt, le tube présente aussitôt une phosphorescence très vive, mais seulement *à l'extérieur*.

L'auteur repousse la théorie moléculaire proposée par M. Crookes et annonce la publication d'un travail important, dans lequel il se propose d'expliquer, en partant de la théorie des diélectriques de Maxwell, les diverses apparences observées par ce physicien.

E. Bouty.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XX. — Mai 1880.

Govi. — *Les miroirs magiques des Chinois*, p. 99.
Govi. — *Nouvelles expériences sur les miroirs chinois*, p. 106.
W.-E. Ayrton et John Perry. — *Sur les miroirs magiques du Japon*, p. 110.

A. Bertin et J. Duboscq. — *Production artificielle des miroirs magiques*, p. 143.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome IX. — Juin 1880.

R. Clausius. — *Relation entre le volume, la pression et la température de l'acide carbonique*, p. 393.

J.-C. Douglas. — *Usage de minces couches d'argent dans les instruments perfectionnés de l'espèce de la chambre claire*, p. 409.

J.-H. Long. — *Sur la diffusion des liquides*, p. 413.

H.-A. Rowland. — *Notes préliminaires sur la découverte récente de M. Hall*, p. 432.

R.-H. Ridout. — *Quelques effets du mouvement vibratoire des fluides; attraction due à l'écoulement d'un liquide par un orifice évasé, et notes de laboratoire*, p. 435.

W.-P. Johnston. — *Méthode simple d'identifier un câble télégraphique submergé, sans être obligé de le couper*, p. 440.

H. Wild. — *Théorie complète du magnétomètre bifilaire et nouvelles méthodes pour déterminer l'intensité horizontale absolue du magnétisme terrestre, ainsi que les coefficients de température et d'induction des aimants*, p. 443.

J. Herschel. — *Détermination de l'accélération de la pesanteur à Tokio (Japon)*, p. 446.

P. Challis. — *Supplément aux recherches sur la théorie hydrodynamique des forces physiques, contenant une théorie du microphone*, p. 448.

Annalen der Physik und Chemie.

Nouvelle série. — Tome X. — N° 6. — Année 1880.

G. Quincke. — *La dilatation électrique*, p. 161.

E. Wiedemann. — *Actions thermiques et optiques des décharges électriques à travers les gaz*, p. 202.

A. Kundt et W.-C. Röntgen. — *Rotation électromagnétique du plan de polarisation de la lumière dans les gaz*, p. 257.

Fr. Exner. — *Théorie des éléments voltaïques variables*, p. 265.

A. Wüllner. — *Chaleur spécifique de l'eau*, p. 284.

M.-A. von Reiss. — *Chaleur spécifique de mélanges d'acide acétique et d'eau*, p. 291.

O.-E. Meyer. — *Forme modifiée de ma démonstration de la loi de Maxwell sur la distribution de l'énergie*, p. 296.

H.-F. Weber. — *Recherches sur la conductibilité des liquides*, p. 304.

A. Kundt. — *Dispersion anomale de la vapeur de sodium surchauffée*, p. 321.

V. Strouhal et C. Barus. — *Méthode simple pour le calibrage galvanique d'un fil*, p. 326.

Ed. Hagenbach. — *Explosions produites par la glace*, p. 330.

W. Holtz. — *Soupape à entonnoir des tubes évacués*, p. 336.

RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LA POLARISATION ROTATOIRE MAGNÉTIQUE DANS LES GAZ;

Par M. HENRI BECQUEREL.

(Extrait par l'auteur.)

J'ai montré l'année dernière ([1]) comment on pouvait manifester et étudier le phénomène de la polarisation rotatoire magnétique dans les gaz à la température et à la pression ordinaires; les résultats de mes observations préliminaires ont été publiés dans ce journal.

J'ai eu l'honneur de présenter à l'Académie des Sciences, le 14 juin dernier ([2]), un Mémoire contenant les résultats de mes déterminations avec cinq gaz : l'oxygène, l'azote, l'acide carbonique, le protoxyde d'azote et le gaz oléfiant. J'ai eu depuis l'occasion d'étudier l'acide sulfureux. Je me propose de résumer ici les points principaux de ces recherches.

L'appareil dont j'ai fait usage a déjà été décrit; je rappellerai seulement que par des réflexions successives on faisait passer plusieurs fois les rayons lumineux polarisés au travers d'un tube en cuivre de $3^m,27$ de long, fermé par des glaces parallèles. Ce tube contenait les gaz à étudier et était soumis à l'action électromagnétique de six grosses bobines, dans lesquelles passait le courant électrique d'une pile de 80 grands éléments à acide nitrique. Une boussole des sinus donnait à chaque instant l'intensité du courant électrique et l'on mesurait la double rotation du plan de polarisation de la lumière en renversant le sens du courant électrique dans l'appareil.

Le réglage du système optique pouvait se faire avec assez de perfection pour que l'on obtînt un grand nombre d'images réfléchies sans déformation. Les mesures ont porté sur les quatre premières images réfléchies, qui correspondent à *trois, cinq, sept* et *neuf* passages des rayons lumineux à travers l'appareil.

([1]) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXVIII, p. 709, et *Journal de Physique*, t. VIII, p. 198. *Voir* également deux Notes de M. Bichat qui suivent les deux Notes que nous venons de citer.

([2]) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XC, p. 1407.

Les rotations obtenues sont très petites; aussi a-t-il fallu déterminer avec le plus grand soin la valeur de toutes les petites causes d'erreur qui peuvent affecter le phénomène. Parmi les corrections qu'il faut faire subir aux mesures directes, la plus importante est due à l'influence du magnétisme sur les glaces qui ferment le tube, et qui se trouvent à $0^m,14$ environ en dehors des bobines.

Cette correction a été déterminée par des expériences spéciales, et l'on a vérifié que la valeur adoptée satisfaisait aux observations faites avec l'appareil plein d'air, soit en interposant les glaces sur le trajet des rayons lumineux, soit en retirant celles-ci.

On a, du reste, reconnu par expérience que les réflexions successives des rayons lumineux, ainsi que leurs passages à travers les glaces, n'apportent aucune perturbation dans les mesures, par suite des phénomènes de polarisation elliptique très faibles qui pourraient prendre naissance.

Par l'effet du passage du courant électrique, l'appareil s'échauffe notablement et atteint parfois 30° à 35°C. Un manomètre adapté au tube mesure à chaque instant la pression des gaz et permet de se servir du tube comme d'un thermomètre à gaz, pour en déduire la température moyenne. Des thermomètres spéciaux donnaient la température du tube, qui s'est toujours trouvée très voisine de celle des gaz.

Les résultats observés, pour être comparables, ont dû être ramenés à la même pression de 760^{mm} de mercure et à la même densité. On a choisi pour unité celle qui correspond à la température de 0°, en admettant que le pouvoir rotatoire magnétique des gaz étudiés entre 0° et 35° variait en raison inverse du module de dilatation. On a ainsi négligé l'existence probable d'une petite variation du pouvoir rotatoire moléculaire des gaz avec la température; mais on peut remarquer que, si cette variation est du même ordre de grandeur que pour les autres substances, elle doit échapper aux mesures présentes, car elle est de l'ordre des erreurs d'observation. La concordance des résultats obtenus à diverses températures entre 0° et 35° semble justifier cette hypothèse. Les nombres donnés plus loin ont donc été déduits des nombres trouvés directement en multipliant ces derniers par le facteur $\frac{760}{H}(1+\alpha t)$, H étant la pression, t la température et α le coefficient de dilatation des gaz.

La nécessité d'avoir une source lumineuse très intense et fixe a conduit à faire usage de la chaux incandescente d'un chalumeau oxyhydrique. La lumière obtenue ainsi est composée de presque tous les rayons qui forment la partie visible du spectre solaire. On a interposé sur le trajet des rayons lumineux divers écrans colorés ne laissant passer qu'une région étroite du spectre. A chaque réflexion sur les miroirs et à chaque passage à travers les glaces, il se perd une petite quantité de lumière, de telle sorte que la couleur des diverses images réfléchies n'est pas rigoureusement la même. On a déterminé avec grand soin la longueur d'onde moyenne des rayons lumineux qui arrivent à l'œil dans chaque cas, en mesurant la rotation magnétique du plan de polarisation de ces rayons au travers d'une colonne de sulfure de carbone liquide.

Les nombreux résultats obtenus peuvent se résumer dans le Tableau suivant.

Dans ce Tableau, les nombres sont ramenés à 0°, à la pression de 760mm et à la même intensité magnétique. En divisant les nombres observés par le nombre de passages à travers le tube, on doit trouver pour chaque couleur un nombre constant. Ces nombres sont indiqués dans le Tableau. Les faibles différences que l'on observe entre ceux-ci tiennent en grande partie à des variations dans la longueur d'onde des rayons étudiés. On a tenu compte de ces variations dans les comparaisons qui sont faites plus loin.

Résumé des résultats obtenus.

	ROUGE.		JAUNE.		BLANC (chaux incandescente).		VERT.		BLEU.	
	Rotations.	Rotation pour un seul passage dans l'appareil.	Rotations.	Rotation pour un seul passage dans l'appareil.	Rotations.	Rotation pour un seul passage dans l'appareil.	Rotations.	Rotation pour un seul passage dans l'appareil.	Rotations.	Rotation pour un seul passage dans l'appareil.
					Air atmosphérique.					
4e image	6′,19	0′,68?	6′,39	0′,710	6′,49	0′,721	7′,67	0′,85	»′	»′
3e »	4,37	0,624	»	»	5,14	0,730	6,67	0,95	»	»
2e »	»	»	»	»	»	»	3,97	0,79	»	»
1re »	»	»	»	»	»	»	»	»	3,00	1,00
					Oxygène.					
3e »	5,33	0,761	4,77	0,68	4,57	0,63	4,76	0,68	»	»
					Azote.					
4e »	»	»	»	»	6,90	0,766	»	»	»	»
					Acide carbonique.					
4e »	»	»	»	»	12,32	1,37	15,37	1,70	»	»
					Protoxyde d'azote.					
4e »	»	»	»	»	16,38	1,82	19,61	2,18	»	»
					Acide sulfureux.					
4e »	»	»	»	»	29,59	3,288	37,19	4,132	»	»
					(Mélange de 0,984 SO^2 et 0,016 air.)					
4e »	»	»	»	»	29,32	3,247	36,71	4,080	»	»
3e »	19,17	2,738	»	»	20,43	2,920	29,51	4,215	»	»
2e »	14,04	2,808	»	»	»	»	»	»	»	»
1re »	»	»	»	»	»	»	»	»	15,34	5,11
					Gaz oléfiant.					
4e »	»	»	»	»	32,59	3,62	40,70	4,52	»	»
					(Mélange de 0,95 C^4H^4 et de 0,05 air.)					
4e »	»	»	32,85	3,65	31,28	3,47	39,05	4,34	»	»
3e »	21,95	3,13	26,42	3,77	25,61	3,66	29,62	4,23	»	»
2e »	14,30	2,86	16,99	3,40	18,83	3,76	23,01	4,60	»	»
1re »	9,08	3,02	9,65	3,22	11,10	3,70	11,71	3,90	13,90	4,63
1re rouge n° 1)	8,46	2,82	»	»	»	»	»	»	»	»

Ces nombres sont le résumé de près d'un millier de mesures expérimentales.

Dispersion des plans de polarisation des rayons de diverses longueurs d'onde. — Nous avons dit plus haut que la longueur d'onde des rayons étudiés dans chaque cas pouvait être déterminée en mesurant leur rotation magnétique au travers d'un corps connu, tel que le sulfure de carbone liquide ou le verre. Les déterminations faites au travers d'une colonne de sulfure liquide de carbone et au travers des glaces qui terminent le tube de l'appareil ont conduit aux mêmes résultats pour les longueurs d'onde moyennes des rayons lumineux qui arrivent à l'œil dans chacune de nos observations. On a comparé ainsi les rotations obtenues pour les rayons de diverses longueurs d'onde en prenant pour unité la rotation qui correspondrait aux rayons jaunes de la flamme du sodium. L'expérience a montré que, dans l'appareil décrit plus haut, la quatrième image éclairée par la chaux incandescente donnait des rayons très voisins de ceux de la flamme du sodium. La comparaison des rotations magnétiques obtenues pour les divers rayons lumineux a conduit au Tableau suivant :

Dispersion des plans de polarisation des rayons de diverses longueurs d'onde.

CORPS.	RAPPORTS DES ROTATIONS MAGNÉTIQUES.				
	Rouge.	Jaune D.	Blanc.	Vert.	Bleu.
Sulfure de carbone liquide.	0,836	1,000	1,066	1,290	1,480
Glace de Saint-Gobain.....	0,845	1,000	1,055	1,270	1,41
Longueurs d'onde moy. λ..	634,5	589,2	571,5	526	500
Rapports $\frac{1}{\lambda^2}$..............	0,850	1,000	1,060	1,250	1,390
Oxygène..................	»	»	»	»	»
Air atmosphérique.........	0,860	1,000	»	1,250	1,39
Azote....................	»	1,000	»	»	»
Acide carbonique..........	»	1,000	»	1,246	»
Protoxyde d'azote.........	»	1,000	»	1,197	»
Acide sulfureux...........	0,853	1,000	»	1,256	»
Gaz oléfiant..............	0,849	1,000	1,066	1,235	1,33

Je reviendrai plus loin sur les particularités que présente l'oxygène ; en exceptant ce gaz, on voit que, pour les autres gaz étudiés, les rapports des rotations magnétiques des rayons de diverses longueurs d'onde sont à peu près les mêmes que pour les corps solides et liquides. On peut donc en conclure que pour les gaz étudiés, *à l'exception de l'oxygène, la rotation magnétique des plans de polarisation des rayons de diverses longueurs d'onde est à très peu près en raison inverse des carrés des longueurs d'onde de ces rayons.*

La faible valeur des rotations observées ne permet pas de reconnaître si ces gaz, comme les solides et les liquides, s'écartent un peu de cette loi simple à mesure que les rayons lumineux sont plus réfrangibles.

Rotations magnétiques des gaz, rapportées au sulfure de carbone liquide, pour les rayons jaunes de la soude. — La relation que nous venons d'établir permet d'obtenir la rotation magnétique relative à la lumière jaune de la soude et de faire concourir à cette détermination les nombres obtenus avec les diverses couleurs, en divisant chacun d'eux par le rapport inverse des carrés des longueurs d'onde. On trouve ainsi les nombres suivants :

Rotations pour la lumière jaune D, déduites des observations avec les rayons de diverses longueurs d'onde.

Couleur des rayons étudiés.	Nombres déduits pour les rayons jaunes D.	Moyenne.
Air atmosphérique.		
Rayons rouges	0′,73	0′,720
» jaunes	0,72	
» blancs	0,70	
» verts	0,72	
Azote.		
Rayons blancs	0,729	0,729

Couleur des rayons étudiés.	Nombres déduits pour les rayons jaunes D.	Moyenne.
Acide carbonique.		
Rayons blancs	1,370	1,365
» verts	1,360	
Protoxyde d'azote.		
Rayons blancs	1,82	1,78
» verts	1,74	
Acide sulfureux.		
Rayons rouges	3,302	3,300
» jaunes D	3,288	
» verts	3,306	
Gaz oléfiant.		
Rayons rouges	3,626	3,625
» jaunes D	3,621	
» blancs	3,636	
» verts	3,616	

Ces nombres correspondent à un seul passage des rayons lumineux à travers l'appareil. On voit avec quelle précision ils se contrôlent mutuellement.

La rotation magnétique du plan de polarisation des rayons jaunes D traversant une épaisseur égale de sulfure de carbone liquide à 0° et soumis à la même intensité magnétique que les gaz précédents a été déterminée avec une grande exactitude et a été trouvée égale à 4520′.

En divisant par ce nombre les nombres qui précèdent, on obtient, pour les pouvoirs rotatoires magnétiques des gaz étudiés, les nombres suivants :

Gaz.	Rotations magnétiques pour un seul passage au travers de l'appareil.	Pouvoirs rotatoires magnétiques rapportés au sulf. de carbone liquide à 0° pour les rayons jaunes D.
Oxygène..........	0,663	0,000146
Air atmosphérique..	0,720	0,000159
Azote............	0,729	0,000161
Acide carbonique...	1,365	0,000302
Protoxyde d'azote...	1,780	0,000393
Acide sulfureux....	3,300	0,000730
Gaz oléfiant.......	3,625	0,000802

Relation entre les pouvoirs rotatoires magnétiques des gaz et leurs indices de réfraction. — J'ai montré, il y a quelques années ([1]), que le pouvoir rotatoire magnétique des corps solides et liquides non magnétiques était lié à leur indice de réfraction et que pour ceux-ci le quotient de la rotation R, correspondant à un rayon lumineux d'une longueur d'onde déterminée, par la fonction $n^2(n^2-1)$, n représentant l'indice de réfraction, était un nombre constant pour une même série de substances et variant peu pour les divers corps étudiés. En prenant pour unité la rotation du sulfure de carbone liquide, les valeurs du rapport $\frac{R}{n^2(n^2-1)}$ ont été comprises entre 0,1 et 0,5.

Lorsque l'on cherche pour les gaz les valeurs de ce rapport, on trouve des nombres presque identiques, alors que les rotations magnétiques sont dix mille fois plus faibles que les rotations données par les corps solides et liquides.

Les valeurs du rapport $\frac{R}{n^2(n^2-1)}$ sont indiquées dans le Tableau qui suit :

([1]) *Annales de Chimie et de Physique*, t. XII; 1877.

GAZ.	POUVOIRS rotatoires magnétiques R.	RAPPORTS des rotations magnétiques.	INDICES de réfraction n.	RAPPORTS	
				$\frac{R}{n^2(n^2-1)}$.	$(n-1)^2$.
Oxygène........ ..	0,000146	0,918	1,0002706 (Mascart)	0,269	0,850
Air......	159	1,000	2936 id.	0,277	1,000
Azote.	161	1,012	2977 id.	0,274	1,027
Acide carbonique..	302	1,900	4544 id.	0,332	2,393
Protoxyde d'azote..	393	2,471	5159 id.	0,381	3,086
Acide sulfureux ...	730	4,591	6650 (Dulong)	0,548	5,130
Gaz oléfiant.......	802	5,044	1,0006780 id.	0,590	5,327

On remarque toutefois que les valeurs du rapport $\frac{R}{n^2(n^2-1)}$ augmentent régulièrement avec les indices de réfraction. Pour les six gaz étudiés, les rotations magnétiques augmentent un peu moins vite que la fonction $(n-1)^2$. Nous avions reconnu le même fait avec les corps solides et liquides et nous avons montré que les variations de la fonction $(n-1)^2$ ne rendent pas compte de toutes les particularités du phénomène, entre autres des grandeurs relatives des rotations magnétiques des corps à l'état liquide et à l'état gazeux. Au contraire, l'expression $n^2(n^2-1)$ paraît jusqu'ici satisfaire approximativement à toutes les déterminations expérimentales.

On peut comparer les résultats que l'on vient de trouver pour l'acide sulfureux gazeux à ceux que donne le même corps à l'état liquide. M. de la Rive a trouvé pour l'acide sulfureux liquide un pouvoir rotatoire magnétique variable avec la température et qui, vers 12°, est environ 0,382; mais l'indice de ce corps n'a pas été déterminé avec précision : Faraday a dit seulement que l'indice de réfraction de l'acide sulfureux liquide était le même que celui de l'eau. Or, pour que le rapport $\frac{R}{n^2(n^2-1)}$ fût le même à l'état gazeux et à l'état liquide, il suffirait que l'indice du liquide pour la lumière jaune fût, dans les conditions de l'expérience de M. de la Rive, voisin de 1,28. L'indice de l'eau est environ 1,33. De nouvelles déterminations sur l'acide sulfureux liquide sont donc nécessaires pour élucider ce point.

La faible variation des indices de réfraction des gaz et le nombre restreint des gaz étudiés ne permettent pas d'affirmer d'une manière absolue que la fonction $n^2(n^2-1)$ pour les gaz joue le même rôle que pour les autres substances; il reste néanmoins établi ce fait remarquable que *les pouvoirs rotatoires magnétiques des corps sont intimement liés à leurs indices de réfraction n et que les variations de la fonction* $n^2(n^2-1)$ *sont du même ordre de grandeur que celles des rotations magnétiques des corps à l'état solide, liquide et gazeux.*

Oxygène. — L'oxygène a présenté une anomalie remarquable : ce gaz a donné pour les rayons rouges une rotation magnétique très peu supérieure à celle des rayons verts. Il eût été très important d'établir nettement cette inversion; mais les différences entre les rotations magnétiques pour les divers rayons sont tellement faibles, que, malgré les nombreuses déterminations qui ont été accumulées pour ce gaz, il n'a pas été possible d'affirmer d'une manière irréfutable si ce corps présente une dispersion rotatoire à peu près nulle ou si cette dispersion est inverse de celle que présentent les autres substances. L'expérience a semblé constamment vérifier cette seconde conclusion, mais les nombres sont trop petits pour décider la question.

En tout cas, l'oxygène présente une anomalie bien nette dans le phénomène de la dispersion des plans de polarisation des rayons de diverses longueurs d'onde.

Il n'est pas sans intérêt de rapprocher ce phénomène exceptionnel des propriétés magnétiques de l'oxygène. J'ai montré dans des recherches antérieures [1] que les corps très magnétiques doués d'un pouvoir rotatoire magnétique *négatif* dispersaient les plans de polarisation de la lumière suivant une loi différente de celle qui régit les rotations positives. Les rapports des rotations négatives sont sensiblement le carré des rapports qui correspondraient aux rotations positives pour les mêmes rayons lumineux. Or il est très intéressant de voir que l'exception relative à l'oxygène coïncide avec les propriétés magnétiques spéciales de ce gaz.

---

[1] *Annales de Chimie et de Physique*, t. XII, 1877, et *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXIV, p. 1227.

On ne peut signaler quant à présent que cette coïncidence, qui semble montrer que les deux phénomènes sont liés l'un à l'autre. En se reportant à mes recherches antérieures, on reconnaît que l'on pourrait imaginer un mélange de deux substances, l'une magnétique et l'autre diamagnétique, qui donnerait lieu au même phénomène de dispersion rotatoire magnétique que l'oxygène.

C'est du reste une pure hypothèse, qu'il est intéressant de suivre, surtout lorsqu'il s'agit d'un corps aussi singulier que l'oxygène, qui d'une part est doué de propriétés magnétiques exceptionnelles et d'autre part donne lieu aux phénomènes si particuliers de l'ozone (1).

POUVOIR ROTATOIRE MAGNÉTIQUE DES LIQUIDES ET DE LEURS VAPEURS;

PAR M. E. BICHAT.

Aussitôt après que Faraday eut découvert l'action remarquable que les aimants exercent sur un rayon de lumière polarisée qui traverse une substance transparente, on fut tenté de voir une analogie entre ces phénomènes et ceux que présentent les corps qui, naturellement, jouissent du pouvoir rotatoire. Certaines lois étaient les mêmes, celle des épaisseurs par exemple.

On remarqua de même que, dans les deux cas, la rotation augmente à mesure que l'on marche de la partie rouge vers la partie la plus réfrangible du spectre.

Or, relativement à cette loi, Biot avait signalé une exception remarquable dans le cas des dissolutions aqueuses d'acide tartrique.

---

(1) Depuis le moment où j'ai commencé ces recherches, MM. Kundt et Röntgen ont publié des nombres relatifs à plusieurs gaz, sans indiquer du reste aucun des résultats cités plus haut (*Wiedemann Annalen*, Bd VIII, S. 278). Les seuls gaz qui soient communs à leurs recherches et aux miennes sont l'oxygène et l'air. Les nombres donnés par ces auteurs sont généralement trop grands, parce qu'ils ont comparé directement des rotations obtenues avec la lumière blanche pour les gaz et avec la lumière jaune pour le sulfure de carbone. Pour l'oxygène, le nombre que j'ai trouvé est identique avec celui qu'ils donnent pour les pressions élevées auxquelles ils ont opéré. La concordance tient sans doute à ce que l'oxygène n'a pas de dispersion rotatoire sensible et que les erreurs qu'ils commettaient sur la réfrangibilité de la lumière devenaient alors négligeables.

Pour ces dissolutions, la loi de dispersion est tout autre. A quelque degré de dilution que l'on observe l'acide tartrique, les plans de polarisation les plus déviés appartiennent aux rayons verts, et les moins déviés aux rayons violets.

A la fin d'un travail sur la polarisation rotatoire magnétique (1), Verdet montre que cette anomalie disparaît lorsqu'il s'agit du pouvoir rotatoire magnétique de l'acide tartrique, ce qui établit déjà une différence entre les deux ordres de phénomènes.

Cette dispersion anomale des plans de polarisation que l'on rencontre dans l'étude du pouvoir rotatoire des solutions aqueuses d'acide tartrique ne constitue pas la seule singularité que ce corps présente. Biot a montré encore que, si l'on introduit dans les solutions aqueuses d'acide tartrique quelques millièmes d'acide borique, qui par lui-même ne jouit pas du pouvoir rotatoire, la loi de dispersion qui est particulière à l'acide tartrique a disparu. Elle est remplacée par la loi générale. Mais en même temps une autre singularité apparaît : l'énergie absolue du pouvoir rotatoire de l'acide tartrique a considérablement augmenté. J'ai voulu voir si cette action singulière de l'acide borique se manifeste encore lorsque l'on étudie le pouvoir rotatoire magnétique de l'acide tartrique. L'expérience suivante montre qu'il n'en est rien.

On prépare une dissolution (n° 1) contenant 20^{gr} d'acide tartrique dissous dans l'eau, de telle façon que, à la température de 7°, le volume de la dissolution soit 50^{cc}. Une seconde dissolution (n° 2) contenant le même poids d'acide tartrique fut obtenue en dissolvant cet acide dans de l'eau additionnée d'acide borique à la température de 7°. Le volume de la seconde solution était le même que celui de la première.

Voici quels furent les résultats :

Le pouvoir rotatoire ordinaire de la solution n° 1 étant 3°49′, celui de la solution n° 2 fut considérablement plus élevé et égal à 9°49′, la rotation étant mesurée pour les rayons jaunes.

Le pouvoir rotatoire magnétique de la solution n° 1 étant 3°16′, celui de la solution n° 2 fut trouvé égal à 3°17′ dans les mêmes circonstances.

(1) *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. LXIX, p. 415.

Pour ces expériences, on se servait d'une cuve séparée en deux compartiments. L'un d'eux contenait la solution aqueuse d'acide tartrique, et l'autre la solution tartro-borique. On plaçait successivement chacun des deux compartiments dans la direction du rayon de lumière entre les pôles de l'électro-aimant, et l'on comparait entre eux les résultats de deux mesures successives faites sur chaque liquide. On éliminait de cette façon les causes d'erreur dues aux variations d'intensité du courant.

L'expérience précédente fut répétée sur un corps qui, au contact de petites quantités d'acide borique, se conduit comme l'acide tartrique : ce corps, c'est la mannite. Les combinaisons mannitoboriques ont été étudiées par M. Vignon ([1]) qui a conclu de ses expériences que la mannite jouit du pouvoir rotatoire, fait que j'ai pu mettre en évidence en observant directement une solution concentrée de mannite dans un tube de 4^{m} de longueur ([2]).

Une solution de 30^{gr} de mannite, additionnée d'eau de manière que la solution occupe à 9° un volume de 150^{cc}, ne peut, dans les conditions ordinaires, révéler l'existence du pouvoir rotatoire que ce corps possède réellement; mais, si à cette même dissolution on ajoute 2^{gr} d'acide borique, on obtient une rotation de $20'$ dans un tube de $0^{m},20$ de longueur.

Le pouvoir rotatoire magnétique de la solution aqueuse de mannite fut trouvé, au contraire, égal à celui que manifeste la même dissolution additionnée d'acide borique.

Les deux dissolutions donnèrent une rotation de $2^{\circ}26'$ dans les mêmes circonstances.

Dans les deux cas, l'acide borique ajouté n'a pas modifié, par sa présence, le pouvoir rotatoire magnétique, ce qui tient à ce que l'acide borique n'a pas une action propre et à ce que le pouvoir rotatoire magnétique de l'acide borique est peu différent de celui de l'eau distillée.

Ces expériences démontrent que, malgré quelques analogies, le pouvoir rotatoire développé artificiellement dans les substances transparentes diffère essentiellement de celui que certains corps possèdent naturellement.

([1]) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, p. 1191; 1873.
([2]) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, p. 1192; 1873.

Ce fait, confirmé d'ailleurs par les expériences de M. H. Becquerel sur le pouvoir rotatoire des solutions aqueuses des corps magnétiques ([1]), ne peut être mis en doute si l'on examine ce qui se passe lorsque les corps transparents passent de l'état liquide à l'état de vapeur. Il n'y a plus ici conservation du pouvoir rotatoire moléculaire, comme cela arrive dans le cas des corps qui jouissent naturellement de la propriété d'agir sur la lumière polarisée.

Au moment où le corps se vaporise, le pouvoir rotatoire magnétique subit une diminution considérable, comme cela résulte d'observations que j'ai faites sur la vapeur de sulfure de carbone au moyen d'un appareil déjà décrit dans ce Journal ([2]). De nouvelles mesures faites avec cet appareil m'ont conduit à modifier quelque peu le nombre donné.

La vapeur de sulfure de carbone étant à la température de 70° et à la pression de 740^{mm}, on obtint une rotation de 6'. Sous l'action d'un même courant et à la température 0°, le sulfure de carbone liquide donnerait 182°4'.

La rotation que je viens d'indiquer semble confirmer la relation établie par M. H. Becquerel entre le pouvoir rotatoire magnétique et l'indice de réfraction. Désignons en effet par x l'indice de réfraction de la vapeur de sulfure de carbone à 70° et à la pression 740^{mm}, par n l'indice de cette même vapeur à 0° et à la pression 760^{mm}. Si l'on admet que l'excès de réfraction varie proportionnellement à la pression et en raison inverse du binôme de dilatation, comme cela a lieu pour les gaz, on a

$$\frac{x-1}{n-1} = \frac{740}{760} \frac{1}{1+70\alpha},$$

et, par suite, en admettant pour n le nombre trouvé par Dulong, $n = 1,0015$, on trouve

$$x = 1,00116.$$

Cela posé, soit R la rotation à 0° et à la pression 760^{mm} de la vapeur de sulfure de carbone; on aura, en admettant la loi de

([1]) *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. XII, p. 5.
([2]) *Journal de Physique*, t. VIII, p. 204.

M. H. Becquerel,

$$\frac{R}{n^2(n^2-1)} = \frac{6'}{x^2(x^2-1)},$$

d'où l'on tire

$$R = 7',8,$$

le sulfure de carbone liquide, dans les mêmes conditions, donnant 182°4', c'est-à-dire 10924'.

Le sulfure de carbone liquide donnant une rotation représentée par 1, la vapeur de sulfure de carbone, à 0° et à la pression 760^{mm}, donnerait

$$\frac{7',8}{10924} = 0,000710,$$

nombre très voisin, bien qu'un peu plus fort, de celui que M. H. Becquerel a déduit d'expériences faites sur des mélanges d'air et de sulfure de carbone.

Au moyen du même appareil, j'ai pu étudier la vapeur d'acide sulfureux à la température 20° et à la pression 2460^{mm}, tension maxima de l'acide sulfureux à cette température. Pour cela, le tube intérieur de la grande bobine était relié à un matras plein d'acide sulfureux liquide. On faisait passer un courant d'acide sulfureux gazeux pendant longtemps, de manière à chasser l'air, et, lorsque ce résultat était obtenu, on interrompait les communications avec l'air extérieur, le tube restant toujours en communication avec le matras. Un manomètre à mercure donnait la pression.

En employant la même méthode de mesure, on trouve que, à 20° et à la pression 2460^{mm}, l'acide sulfureux gazeux donne une rotation représentée par le nombre

$$0,000893,$$

le sulfure de carbone liquide à 0° donnant 1.

Le nombre précédent est la moyenne d'un grand nombre d'expériences bien concordantes.

Si l'on admet la loi de M. H. Becquerel, et si, comme pour la vapeur de sulfure de carbone, on admet la proportionnalité de l'excès de réfraction à la pression et sa variation en raison inverse du binôme de dilatation, on trouve que, à 0° et à la pression 760^{mm},

l'acide sulfureux gazeux donnerait une rotation

$$0,000293,$$

le sulfure de carbone liquide donnant une rotation 1.

L'indice de réfraction de l'acide sulfureux gazeux étant 1,000665, le rapport de la rotation au produit $n^2(n^2-1)$ serait égal à

$$0,22.$$

Il se présentait ici une occasion de faire une vérification intéressante de la loi trouvée par M. H. Becquerel.

Si l'on connaissait en effet la rotation R de l'acide sulfureux liquide et son indice de réfraction x, on devrait avoir, d'après cette loi,

$$\frac{R}{x^2(x^2-1)}=0,22.$$

J'ai mesuré la rotation R de l'acide sulfureux liquide en le renfermant dans un tube en bronze fermé par des glaces parallèles. A la température de 18°, j'ai trouvé que, le sulfure de carbone donnant 1 à cette même température, l'acide sulfureux liquide donne 0,356.

D'autre part, j'ai mesuré, au moyen d'un prisme creux hermétiquement clos, l'indice de réfraction à une température peu différente, 18°,5, et j'ai trouvé que cet indice, rapporté à la raie D, a pour valeur

$$1,344,$$

de telle sorte que le rapport $\frac{R}{x^2(x^2-1)}$ est égal à 0,24, nombre très voisin du précédent.

Si l'on tient compte des difficultés inhérentes à ce genre de mesures, on trouvera sans doute que l'accord est aussi satisfaisant que possible.

EXPÉRIENCES SUR LES FLAMMES;

PAR M. NEYRENEUF.

1. Si l'on produit deux flammes aux extrémités de tubes d'inégales hauteurs, portés par un flacon à tubulures, on voit, en dimi-

nuant la prise du gaz, la flamme inférieure diminuer plus rapidement, s'éteindre ou rentrer suivant la grosseur de l'orifice, alors que la flamme supérieure conserve des dimensions d'autant plus considérables que la section du tube est plus grande. En diminuant encore la prise du gaz, l'air rentre dans le flacon par l'orifice inférieur, tandis que la flamme supérieure grandit et devient bientôt moins éclairante.

2. Le même effet s'obtient avec le tube en Y du chalumeau. La plus petite différence de niveau des deux ouvertures supérieures, où l'on produit les flammes, s'accuse par la disparition de l'une d'elles et l'exaltation de l'autre, en faisant arriver le gaz assez lentement. En mettant les deux branches de l'Y en communication par des caoutchoucs avec des tubes d'égale hauteur, il est facile de voir si les surfaces sur lesquelles ils reposent sont ou non dans un même plan horizontal.

3. Le même effet s'obtient encore avec une seule ouverture dans les conditions suivantes. On produit avec un brûleur Bunsen ordinaire une flamme blanche et on la réduit graduellement en tournant le robinet. A un moment donné, la flamme se divise en deux, l'une extérieure allongée et un peu pâlie, l'autre rentrante qui échauffe le bec comme s'il brûlait en dedans. Ce couple de flammes jouit des propriétés des flammes sensibles.

4. On peut encore avoir avec un bec Bunsen une flamme très sensible, en le faisant brûler en dedans et le disposant de manière que le jet enflammé soit horizontal. Il suffira, pour sensibiliser la flamme, de diminuer la prise d'air jusqu'à ce qu'elle soit près de se redresser.

5. Avec un tube de quelques décimètres de longueur, muni d'une ouverture latérale à la base, on produit une aspiration d'air d'autant plus grande que la vitesse du gaz est plus faible, ce qui montre que l'on ne peut invoquer pour l'explication de ces faits l'entraînement qui caractérise les fortes pressions.

L'expérience se produit avec l'hydrogène dans des circonstances spéciales. On aperçoit deux flammes, l'une intérieure qui parcourt périodiquement toute la longueur du tube jusqu'à l'ouverture, l'autre extérieure brûlant à l'orifice supérieur. Il est possible, en augmentant un peu la vitesse de l'hydrogène, de faire osciller la flamme intérieure, de la faire vibrer assez rapidement pour qu'elle

produise un son analogue à celui de l'harmonica. Elle se fixe alors à une distance de $0^m,01$ à $0^m,02$ de la flamme extérieure.

6. Une flamme jaillissant d'une ouverture effilée rend un son grave si on la dispose horizontalement.

Il suffit de faire choquer deux flammes inclinées pour obtenir des sons en général aigus, mais très perceptibles

Toutes ces expériences se font avec du gaz dont la pression ne dépasse pas la pression ordinaire du gaz d'éclairage.

SUR LA DÉTERMINATION DES ÉLÉMENTS D'UN MOUVEMENT VIBRATOIRE;

PAR M. E. MERCADIER.

[SUITE (1)].

Représentation optique des battements. — On voit ainsi, sans avoir besoin de pousser plus loin l'examen des cas particuliers, que la méthode indiquée précédemment permet de trouver le rapport des périodes de deux mouvements vibratoires de même amplitude.

Il reste pourtant une observation générale à faire à ce sujet.

Nous avons supposé le rapport des périodes commensurable. Or il est difficile d'obtenir ce résultat, et, si les mouvements considérés produisent des sons, il en résulte l'effet sur l'oreille connu sous le nom de *battements*.

Dans la méthode optique de M. Lissajous, ces battements se manifestent aux yeux par la déformation graduelle des courbes acoustiques. Dans la méthode précédente se produit un effet du même genre, savoir un déplacement graduel et périodique des raies, déplacement dont la vitesse est plus ou moins grande suivant que le rapport des périodes $\frac{m}{n}$ s'approche moins ou plus de la commensurabilité.

On peut calculer la *période de ce déplacement*, c'est-à-dire le temps que met une raie quelconque à passer deux fois de suite par la même position en marchant dans le même sens.

---

(1) Voir *Journal de Physique*, t. IX, p. 217; 1880.

En effet, la position de l'une quelconque des raies est, en se reportant aux expressions (6) et (1),

$$y_p = a \sin 2\pi \frac{m}{n+m}\left(\frac{2p+1}{2} - \varphi\right)$$

lorsque la période $T' = \frac{m}{n}T$.

Si cette période est un peu différente et telle par exemple qu'on ait

$$(7) \qquad \frac{1}{T''} = \frac{1+\varepsilon}{\frac{m}{n}T},$$

ε étant très petit, l'équation précédente deviendra, en remplaçant φ par $\frac{\varepsilon t}{\frac{m}{n}T} + \varphi$, car l'équation (2) peut s'écrire alors

$$y' = a \sin 2\pi \left[\frac{t}{\frac{m}{n}T} + \left(\frac{\varepsilon t}{\frac{m}{n}T} + \varphi\right)\right],$$

$$y_p = a \sin 2\pi \frac{m}{n+m}\left(\frac{2p+1}{2} - \frac{\varepsilon t}{\frac{m}{n}T} - \varphi\right),$$

valeur qui variera avec t avec une vitesse proportionnelle au cosinus du même arc et qui représente d'ailleurs la distance de la raie considérée à l'axe de symétrie.

Pour que y_p reprenne la même valeur *en marchant dans le même sens*, il faut que le sinus reprenne la même valeur, le cosinus conservant son signe, ce qui aura lieu au bout d'un temps t' tel que

$$2\pi \frac{m}{n+m}\left(\frac{2p+1}{2} - \frac{\varepsilon t'}{\frac{m}{n}T} - \varphi\right) - 2\pi \frac{m}{n+m}\left(\frac{2p+1}{2} - \frac{\varepsilon t}{\frac{m}{n}T} - \varphi\right) = 2\pi,$$

d'où

$$\frac{m}{n+m}\frac{\varepsilon}{\frac{m}{n}T}(t'-t) = -1$$

ou, en appelant θ la période cherchée,

$$\theta = -\frac{n+m}{n}\frac{T}{\varepsilon}.$$

Dans ce temps θ, qui est indépendant de p et qui, par suite, est le même pour toutes les raies, il se produit donc ce qu'on peut appeler un *battement optique*.

Dans une seconde, on aura un nombre M de ces battements représenté par

$$M = \frac{1}{\theta} = -\frac{n}{n+m}\frac{\varepsilon}{T}.$$

Or, de l'équation (7) ci-dessus on déduit

$$\frac{\varepsilon}{T} = \frac{m}{n}\left(\frac{1}{T''} - \frac{1}{\frac{m}{n}T}\right),$$

d'où

$$M = \frac{m}{n+m}\left(\frac{1}{\frac{m}{n}T} - \frac{1}{T''}\right),$$

formule applicable à tous les cas.

Considérons le cas intéressant de l'unisson.

Alors $m = n$, et l'on a

$$M = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T''}\right).$$

Mais, dans le cas de l'unisson, les deux raies caractéristiques, étant toujours symétriques par rapport à l'axe, se croiseront toujours sur l'axe dans leur mouvement résultant de l'incommensurabilité de l'intervalle. Cette superposition des raies s'observe avec beaucoup de précision, car à ce moment leur teinte augmente beaucoup d'intensité par rapport au fond.

D'ailleurs, on voit que le temps écoulé pendant deux de ces superpositions successives correspond à un battement optique. Si donc M' est le nombre des superpositions par seconde, on a

$$M' = 2M = \frac{1}{T} - \frac{1}{T''},$$

d'où cette proposition :

Quand deux mouvements vibratoires sont très voisins de l'unisson, le nombre des superpositions des deux raies caractéristiques pendant une seconde est égal à la différence du nombre des périodes des deux mouvements.

C'est le résultat même qu'on obtient en considérant les battements ordinaires envisagés au point de vue de leur effet sur l'oreille.

On en déduit un moyen très précis de vérifier ou de produire l'unisson de deux mouvements vibratoires qui ne donnent pas de sons perceptibles, moyen analogue à celui qui résulte de la méthode de M. Lissajous et qui peut s'appliquer absolument de la même manière.

Nous avons supposé au commencement de cette étude que les amplitudes des deux mouvements à comparer étaient égales.

Pour la compléter, il faudrait traiter le cas général où les amplitudes sont quelconques.

Mais alors, comme dans les autres méthodes connues de comparaison des mouvements vibratoires, les calculs sont nécessairement beaucoup plus compliqués, et l'on n'obtient pas de résultats nouveaux facilement vérifiables par l'expérience.

Au point de vue théorique, la question présente donc peu d'intérêt; au point de vue pratique, elle en offre moins encore.

En effet, si l'on peut entretenir électriquement, par exemple, les mouvements à comparer, on peut aussi, à l'aide d'un micromètre vibrant, égaliser leurs amplitudes et s'assurer qu'elles restent égales.

Si l'on ne peut faire varier à volonté les amplitudes, on peut toujours comparer les deux mouvements successivement avec un troisième, celui d'un corps vibrant entretenu électriquement, un électro-diapason par exemple, à électro-aimant mobile et muni d'un micromètre vibrant, dont on peut rendre et maintenir l'amplitude égale successivement à celle des deux mouvements à comparer.

Enfin, dans tous les cas, si l'on veut savoir ce qui doit se passer, il est beaucoup plus simple de faire une construction géométrique indiquée plus haut et qui se réduit à construire par points deux sinusoïdes et à les superposer. Cette construction peut toujours

être faite très simplement et très exactement, et elle donnera immédiatement la solution.

MESURE DE LA DIFFÉRENCE DE PHASE DE DEUX MOUVEMENTS VIBRATOIRES.

Reprenons les formules des deux mouvements considérés,

$$(1) \qquad y = a \sin 2\pi \frac{t}{T},$$

$$(2) \qquad y' = a \sin 2\pi \left(\frac{t}{\frac{m}{n} T} + \varphi \right),$$

et cherchons à déterminer leur différence de phase φ.

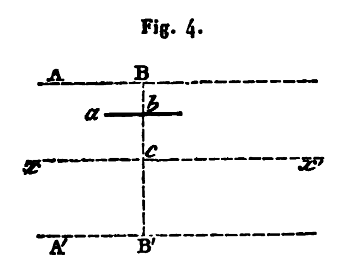
Cette détermination, dans la méthode graphique, lorsqu'elle est applicable, n'offre pas, quand on prend quelques précautions, de sérieuses difficultés.

Dans la méthode de composition optique des mouvements, elle présente dans le cas général, même avec la restriction des amplitudes égales, de grandes difficultés, à cause de la complexité des formules.

Dans la méthode de projection qu'on vient de développer, elle s'effectue assez simplement, même dans le cas le plus général.

En effet, concevons les $2n$ raies qui caractérisent le rapport $\frac{m}{n}$ des périodes des deux mouvements considérés.

Fig. 4.



Soit a (*fig.* 4) l'une de ces raies, brillante par exemple sur un fond obscur limité par les deux lignes A, A' formées par les excursions extrêmes des deux styles au-dessus et au-dessous de leur po-

sition d'équilibre xy, de telle sorte que, si l'on mène une perpendiculaire à ces lignes $BbcB'$, Bc et $B'c$ représentent la demi-amplitude a des deux mouvements, et bc la distance y_p de la raie à l'axe de symétrie xy.

Or on a, en général, pour une raie quelconque telle que α,

$$t'_p = \frac{m}{n+m}\left(\frac{2p+1}{2} - \varphi\right)T,$$

et, en portant cette valeur de t dans l'équation (1),

$$y_p = a \sin 2\pi \frac{m}{n+m}\left(\frac{2p+1}{2} - \varphi\right),$$

équation qui, résolue par rapport à φ, donne

$$(8) \qquad \varphi = \frac{2p+1}{2} - \frac{(n+m)\arcsin\frac{y_p}{a}}{2\pi m}.$$

L'évaluation de φ ne comporte donc que des calculs élémentaires ; elle exige la détermination de $\frac{m}{n}$, p, a et y_p.

1° $\frac{m}{n}$ est connu à l'avance; la vue seule de la projection des styles le fait connaître, d'après ce qu'on a vu précédemment.

2° p, c'est-à-dire le numéro d'ordre de la raie considérée, s'obtiendra sans difficulté sérieuse en construisant les deux sinusoïdes représentées par les équations (1) et (2) dans le cas considéré, en les superposant et en les faisant glisser l'une sur l'autre jusqu'à ce que les distances des points de rencontre à l'axe reproduisent approximativement celles des raies que présente la projection. Le numéro d'ordre du point de rencontre à partir de l'origine des sinusoïdes donnera, sans erreur possible, celui de la raie α, en comptant le premier point de rencontre pour zéro.

3° a se mesure aisément soit sur un écran, soit sur un micromètre placé dans le plan focal de la lunette à l'aide de laquelle on examine le phénomène; c'est la longueur $\frac{BB'}{2}$.

4° Enfin y_p, c'est-à-dire bc, s'obtient en mesurant directement Bb et retranchant cette longueur de Bc, obtenu par la mesure précédente.

La mesure micrométrique ne comporte que la détermination des trois points B, b, B′ ou plutôt de la position relative des trois lignes A, α, A′; elle peut s'effectuer assez rapidement pour que rien n'ait sensiblement changé dans la figure, si, comme nous le supposons, $\frac{m}{n}$ est commensurable ou à très peu près.

Mais, du reste, comme chacune des raies peut fournir une valeur de φ, ce qui permet de prendre une moyenne, il est préférable de photographier la figure formée par les raies, ce qui permet ensuite de faire à loisir, sur les clichés, les mesures micrométriques.

Dans le cas particulier de deux mouvements à l'unisson, la valeur de φ devient très simple, car alors $m = n$ et l'on peut faire $p = 0$, prenant ainsi la première des deux raies caractéristiques de l'unisson. On obtient alors simplement

$$\varphi = \frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} \arc\sin \frac{y}{a}.$$

Cette formule se prête facilement aux applications.

On peut en déduire un moyen très simple de mesurer rapidement avec une certaine approximation et même de montrer à un nombreux auditoire une différence de phase.

A cet effet, remarquons que la valeur y'_0 relative à l'unisson se réduit à

$$y'_0 = a \sin 2\pi \left(\frac{1}{4} - \frac{\varphi}{2}\right).$$

En calculant y'_0 pour les principales valeurs de φ, savoir $0, \frac{1}{8}, \frac{1}{4}, \frac{3}{8}, \frac{1}{2}, \frac{5}{8}, \frac{3}{4}, \frac{7}{8}, 1$, on obtient approximativement les valeurs suivantes :

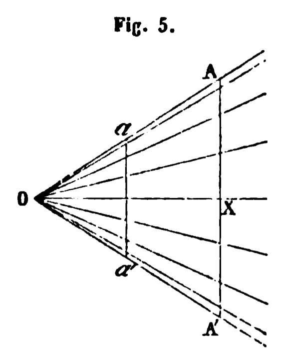
$$a,\ 0{,}9a,\ 0{,}71a,\ 0{,}38a,\ 0,\ -0{,}38a,\ -0{,}71a,\ -0{,}9a,\ -a.$$

On peut tracer alors, sur un écran ou sur une lame de verre destinée à servir de micromètre dans le plan focal d'une lunette, un faisceau de lignes au-dessus et au-dessous d'une horizontale AX (*fig.* 5) telles qu'elles soient coupées, par une perpendiculaire AA′ à l'axe, en parties proportionnelles à ces valeurs.

En projetant ensuite sur l'écran ou le micromètre les deux styles,

de façon que leur amplitude commune aa' soit comprise entre les lignes extrêmes (ce qui s'obtient en faisant glisser la figure sous la

Fig. 5.



projection), on jugera de la différence de phase approximative des deux mouvements par la position des deux raies par rapport aux lignes du faisceau.

E.-H. HALL. — **On a new action of the magnet on electric currents** (Nouvelle action de l'aimant sur les courants électriques); *American Journal of Mathematics*, vol. II; 1879.

Le courant d'un élément Bunsen traverse dans le sens de sa longueur une feuille d'or collée sur verre et fixée entre les pôles d'un électro-aimant. Les extrémités du fil d'un galvanomètre à gros fil de Thomson sont fixées en deux points isopotentiels de la feuille d'or, c'est-à-dire en deux points tels que le galvanomètre ne dévie pas. Vient-on maintenant à exciter l'électro-aimant, le galvanomètre dévie. Le courant accusé par le galvanomètre est très faible par rapport au courant fourni par l'élément Bunsen; il lui est proportionnel; il est proportionnel aussi à l'intensité du champ magnétique fourni par l'électro-aimant; il change de sens en même temps que l'aimantation; enfin il est permanent, et, par conséquent, il n'est pas dû à l'induction. Si l'on substitue à la feuille d'or une feuille de cuivre plus épaisse (de $\frac{1}{4}$ de millimètre d'épaisseur), on n'observe aucune déviation du galvanomètre.

M. Hall admet que l'électro-aimant agit sur le courant qui traverse la feuille d'or de façon à le pousser du côté de l'un des bords

de cette feuille et à en faire passer une petite fraction à travers le circuit du galvanomètre.

Ainsi que l'auteur lui-même le fait remarquer, cette interprétation est contraire à ce que les physiciens admettent sur ce sujet (1): ils admettent, en effet, que l'aimant exerce seulement une action mécanique sur les conducteurs traversés par le courant, mais qu'il n'exerce aucune action électromagnétique sur le courant lui-même, c'est-à-dire aucune action capable de modifier la distribution du courant dans le système conducteur qui en est le siège, et cette opinion est fondée sur ce fait qu'une masse liquide ou un disque métallique de révolution tourne, sous l'influence d'un aimant, comme le ferait un simple fil; la forme des conducteurs permettrait pourtant au courant de se déplacer dans leur intérieur, sans les entraîner, si le courant seul subissait l'action de l'aimant (2).

G. LIPPMANN.

H.-A. ROWLAND. — **Preliminary Notes on M. Hall's recent discovery** (Notes préliminaires sur le phénomène récemment découvert par M. Hall); *Phil. Magazine*, 5e série, vol. IX, p. 432; 1880.

On sait que, d'après M. Hall, le magnétisme a pour effet de changer d'une manière sensible la direction des courants qui se distribuent dans l'intérieur d'une masse métallique. Chaque branche de courant est déviée dans le sens où se déplacerait un conducteur mobile parcouru par le courant.

D'autre part, la théorie de Maxwell assimile la lumière à une perturbation électrique qui se propagerait de proche en proche à travers le milieu transparent; dans cette théorie, le rayon lumineux est l'axe commun d'une série de déplacements électriques qui ont lieu normalement à cet axe. M. Rowland rapproche de cette théorie

---

(1) MAXWELL, *Elect. and magnetism*, vol. II, p. 144.

(2) Le fait que nous venons de rappeler est peut-être difficile à concilier avec l'hypothèse du fluide électrique; au contraire, il n'a rien de surprenant si l'on se rappelle que l'on n'est pas fondé, à la rigueur, à faire une distinction entre un conducteur et le courant de fluide qui le traverse. Un courant électrique, c'est, toute hypothèse à part, un conducteur ou un système de corps qui est dans un certain état.

G. L.

l'expérience de M. Hall; il fait observer que, si l'on suppose le phénomène de Hall s'appliquant aux courants hypothétiques de Maxwell, on peut prévoir le phénomène de la rotation magnétique du plan de polarisation de la lumière découvert par Faraday. Le calcul indique que la rotation produite par l'aimant doit être en raison inverse du carré de la longueur d'onde, ce qui est d'accord avec l'expérience.

De plus, l'effet Hall change de signe, comme l'effet Faraday, lorsque l'on passe d'un milieu magnétique à un milieu diamagnétique. « Avant de pouvoir affirmer que l'effet de Hall explique la rotation du plan de polarisation de la lumière, il faut, dit l'auteur, que cet effet ait été étendu aux corps diélectriques; il faut que l'on démontre que les lignes de force électrostatiques sont déviées par l'aimant comme le seraient des courants. C'est ce que M. Hall se propose de chercher par l'expérience. »

G. Lippmann.

A. KUNDT und W.-C. RÖNTGEN. — Ueber die electromagnetische Drehung der Polarisationsebene des Lichts in den Gasen (Sur la rotation électromagnétique du plan de polarisation de la lumière dans les gaz); *Annalen der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. X, p. 257; 1880.

Les expériences relatées dans le présent Mémoire ont été faites au moyen de l'appareil déjà décrit dans ce Journal (1). En perfectionnant la méthode employée pour mesurer la densité du gaz sur lequel on opère, et en prenant quelques précautions pour empêcher l'échauffement de ce même gaz par suite de l'élévation de la température des bobines traversées par le courant d'une machine Gramme, on a été amené à modifier considérablement les nombres donnés dans le précédent travail, surtout en ce qui concerne l'air et l'oxygène.

Pour éviter toute objection relativement à l'emploi d'un tube en fer destiné à soutenir le tube contenant le gaz, on l'a remplacé par un tube en laiton.

Le sulfure de carbone donnant une rotation représentée par 1

(1) *Journal de Physique*, t. IX, p. 63.

à la température 20°, les rotations produites par les différents gaz étudiés à la même température et à la pression de 1^{atm} sont les suivantes :

Hydrogène....................	0,000132
Oxygène	0,000109
Azote................	0,000127
Air........................	0,000127
Oxyde de carbone.............	0,000232

Les auteurs font remarquer qu'il n'existe aucune relation entre le pouvoir rotatoire magnétique et l'indice de réfraction, et que la relation trouvée par M. H. Becquerel ne peut s'appliquer aux gaz. Si l'on forme en effet le produit $n^2(n^2-1)$, où n représente l'indice de réfraction, on trouve :

Pour l'hydrogène..............	0,00028
Pour l'azote..................	0,00060

Le second nombre est sensiblement le double du premier. Si donc on admet avec M. Becquerel que le rapport $\frac{R}{n^2(n^2-1)}$, où R représente la rotation, est constant, on devrait en conclure que la rotation de l'hydrogène est deux fois plus grande que la rotation de l'azote. L'expérience prouve, au contraire, qu'elle en diffère fort peu.

Je ferai observer cependant que pour trois des gaz étudiés, azote, oxygène et air, le rapport $\frac{R}{n^2(n^2-1)}$ est le même et égal à 0,2 conformément à la loi de M. H. Becquerel. J'ajouterai que le rapport reste encore le même pour le sulfure de carbone et sa vapeur, ainsi que pour l'acide sulfureux et sa vapeur, comme cela résulte de mes expériences à ce sujet.

L'exception trouvée pour l'hydrogène doit tenir à ce que ce corps jouit d'un pouvoir diamagnétique considérable. E. Bichat.

E.-L. NICHOLS. — A new explanation of the colour of the sky (Nouvelle explication de la couleur du ciel); *Phil. Magazine*, 5e série, t. VIII, p. 425; 1879.

D'après Newton, quand les vapeurs commencent à se condenser

en parcelles liquides très petites, elles acquièrent d'abord une dimension qui leur permet de réfléchir la couleur bleue et non les couleurs moins réfrangibles. La présence de semblables parcelles dans l'atmosphère expliquerait la couleur bleue du ciel. Les expériences de Tyndall sur la couleur de la matière finement divisée viennent à l'appui de cette opinion. Mais, d'autre part, Clausius a montré que des gouttes massives ne peuvent produire cet effet; on ne peut l'expliquer qu'avec des globules creux à enveloppes très minces, et il admet que l'atmosphère en est remplie.

On peut faire disparaître cette contradiction apparente par une nouvelle hypothèse sur la couleur du ciel. D'après la théorie d'Young et de Helmholtz, il existe dans l'œil trois genres de terminaisons nerveuses excitées par les rayons rouges, verts et violets. L'impression de couleur résulte de la réunion de ces trois excitations. Mais, d'après Helmholtz, ces excitations ne sont pas proportionnelles aux intensités lumineuses. Les nerfs du violet sont très sensibles aux faibles rayons et se fatiguent par une lumière trop vive. Au contraire, les nerfs du vert et surtout ceux du rouge sont à peine excités par une lumière faible et le sont énergiquement par une lumière éclatante.

De là résultent de nombreuses conséquences que l'expérience vérifie. Quand l'intensité augmente, le bleu tire sur le blanc. Le blanc, en s'affaiblissant, devient de plus en plus bleu. L'eau, qui paraît bleue sous l'ombre d'un nuage, prend une couleur argentée aux rayons du Soleil. Une colline boisée passe du vert jaunâtre au vert bleuâtre en entrant sous l'ombre d'un nuage. Les nuages étroits qui dominent souvent le Soleil à son coucher paraissent blanc brillant du côté du Soleil; le côté opposé se confond sensiblement avec le bleu du ciel. Les objets non colorés et éclairés par le Soleil renvoient de la lumière blanche; mais, si l'on essaye de fixer le Soleil lui-même, on le voit jaune éblouissant, les nerfs du violet perdant leur activité. La Lune, qui renvoie simplement la lumière solaire avec beaucoup moins d'intensité, fournit une lueur beaucoup plus bleue que le Soleil lui-même. D'autre part, si l'on compare pendant le jour à la lumière du disque lunaire la lumière beaucoup plus faible diffusée par le ciel, on aura une nuance beaucoup plus bleue.

Le bleu du ciel ne serait donc qu'une apparence due à l'organisation de notre œil. Le milieu qui diffuse cette lumière ne serait autre que l'air lui-même, comme le montre la détermination de l'angle d'incidence sous lequel la polarisation de cette lumière est la plus complète possible. Cette diffusion par l'air s'explique par les mouvements continuels de l'atmosphère, grâce auxquels il peut se produire entre des couches contiguës des différences finies de densité.

FOUSSEREAU.

RAOUL PICTET. — **Possibilité expérimentale de la dissociation de quelques métalloïdes. In-8°. Genève, 1879.**

Des travaux récents des physiciens, et surtout de la longueur considérable de la région ultra-violette du spectre, on peut déduire que le Soleil possède une température inconnue, mais très supérieure à celles que nous pouvons produire artificiellement.

Dans son spectre on trouve un grand nombre de métaux, mais aucun métalloïde, sauf peut-être l'oxygène, dont les raies, d'après Draper, coïncideraient avec certaines raies brillantes du spectre; il semble donc que ces corps y soient dissociés. Cette dissociation exige certainement une quantité de chaleur considérable que les procédés actuels, combustion, courant ou décharge électrique, ne nous permettent pas d'obtenir. D'autre part, les ondes calorifiques, dont la période seule détermine la température, se transmettent à travers l'éther sans que cette période soit modifiée, et, lorsqu'elles rencontrent un corps, elles tendent à le faire vibrer à l'unisson, c'est-à-dire à l'amener à la température de la portion visible du Soleil.

On peut, en partant de ces considérations, établir le plan d'un appareil que M. Pictet suppose capable de dissocier quelques métalloïdes. On prendrait un réflecteur parabolique en cuivre argenté, aussi grand que possible, d'une ouverture de 10^m par exemple, formé de parties distinctes construites et orientées séparément.

Connaissant la valeur quantitative de la radiation solaire et le pouvoir réflecteur du métal, et tenant compte des aberrations et de la grandeur de l'image du Soleil, on trouve que cet ap-

pareil enverrait environ 1000^{cal} par minute sur un cercle de $0^m,08$ à $0^m,10$ de diamètre. Ce miroir, dont le poids ne dépasserait pas $1\frac{1}{2}$ tonne, pourrait être monté sur un pivot mû par un héliostat; le foyer serait placé à peu près dans le plan de l'ouverture. La chambre solaire serait formée de deux parties : l'une tournée vers le miroir, en verre dur, dont la surface serait calculée de façon à ne pas modifier la marche des rayons; l'autre en zircone ou en chaux. Les dimensions seraient suffisantes pour que le verre ne fonde pas et que les rayons, après s'être croisés dans l'intérieur, divergent assez pour ne pas détériorer le fond de la chambre; on pourrait, pour diminuer la perte par rayonnement, chauffer cette partie avec un chalumeau oxyhydrique. Cette chambre aurait 1^m de diamètre environ. Un tube de zircone à la partie supérieure amènerait le corps en vapeur dans la région la plus chaude, tandis que la partie inférieure serait munie d'un tube en cuivre à double enveloppe de $0^m,10$ à $0^m,15$ de diamètre, rempli de toiles métalliques, et la double enveloppe contiendrait de l'acide sulfureux ou tout autre liquide volatil épuisé au besoin par une pompe. Les gaz aspirés par ce tube étant refroidis brusquement, on y retrouverait sans doute les produits de la dissociation. On pourrait aussi faire varier la pression et la nature des gaz contenus dans le récipient et y introduire un corps capable d'absorber l'un des éléments, comme la mousse de platine ou le palladium qui absorbent l'hydrogène. D'après M. Pictet, cet appareil donnerait des températures beaucoup plus élevées que celles obtenues jusqu'à présent et permettrait peut-être d'amener les métalloïdes à l'état où ils existent probablement dans le Soleil.

C. Daguenet.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XX. — Juin 1880.

Warren de la Rue et Hugo Müller. — *Expériences sur la décharge disruptive avec la pile au chlorure d'argent*, p. 145.

CH. FIEVEZ. — *Recherches sur l'intensité relative des raies spectrales de l'hydrogène et de l'azote en rapport avec la constitution des nébuleuses*, p. 179.

F.-M. RAOULT. — *Sur le point de congélation des liqueurs alcooliques*, p. 217.

L. VARENNE. — *Recherches sur la passivité du fer*, p. 240.

HENRY MORTON, A.-M. MAYER et B.-F. THOMAS. — *Mesure d'une lampe incandescente construite par M. F.-A. Edison, en carton carbonisé, de la forme d'un fer à cheval*, p. 275.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome X. — Juillet 1880.

J. VENN. — *Représentation diagrammatique et mécanique des propositions et des raisonnements*, p. 1.

J.-H. POYNTING. — *Forme simple de saccharimètre*, p. 18.

H. MORTON, A.-M. MAYER et B.-F. THOMAS. — *Mesures réalisées sur la lampe à papier carbonisé incandescent d'Edison*, p. 21.

G. QUINCKE. — *Sur la dilatation électrique*, p. 30.

J. DOUGLAS HAMILTON DICKSON. — *Critérium à l'aide duquel on peut déterminer le point critique d'un gaz*, p. 40.

W.-E. AYRTON et J. PERRY. — *Sur la détermination de l'accélération de la pesanteur à Tokio (Japon)*, p. 43.

A. KUNDT. — *Dispersion anomale de la vapeur de sodium incandescente*, p. 53.

C. CELLÉRIER. — *Remarques sur la simplification de la théorie des mouvements vibratoires*, p. 57.

V. STROUHAL et C. BARUS. — *Méthode simple de calibrage galvanique d'un fil*, p. 60.

Annalen der Physik und Chemie.

Nouvelle série. — Tome X. — N° 7. — Année 1880.

G. KIRCHHOFF et G. HANSEMANN. — *Recherches sur les vibrations stationnaires de l'eau*, p. 337.

W. BEETZ. — *Sur la nature de la polarisation galvanique*, p. 348.

W. BEETZ. — *Clef pour circuits électriques*, p. 371.

G. QUINCKE. — *Dilatation électrique*, p. 374.

H.-R. HERTZ. — *Recherches ayant pour but de fixer une limite supérieure de l'énergie kinétique de l'électricité en mouvement*, p. 414.

E. LOMMEL. — *Sur la fluorescence*, p. 449.

H.-F. WEBER. — *Recherches sur la conductibilité calorifique des liquides*, p. 472.

G. KIRCHHOFF. — *Vibrations transversales d'une verge de section variable*, p. 501.

SUR LES COURANTS ALTERNATIFS ET LA FORCE ÉLECTROMOTRICE DE L'ARC ÉLECTRIQUE;

PAR M. J. JOUBERT.

Les courants alternatifs, tels que les donnent les machines magnéto-électriques du type de l'*Alliance* ou des types plus récents et plus parfaits de Gramme et de Siemens, ont été jusqu'ici peu étudiés, ce qui s'explique par les difficultés qu'on rencontre quand on veut appliquer les méthodes et les instruments ordinaires à des courants d'une grande intensité et qui changent de sens *cent* ou *deux cents fois* par seconde.

Les méthodes calorimétriques et l'électrodynamomètre peuvent seuls être employés, et encore se présente-t-il, surtout avec ce dernier instrument, des difficultés particulières. Si l'instrument est mis sur le circuit principal, il est difficile, même en le formant de fils très gros et lui donnant des dimensions considérables, de l'empêcher de s'échauffer outre mesure; s'il est mis en dérivation, les effets d'induction du courant sur lui-même mettent en défaut les lois ordinaires des courants dérivés.

Je me suis servi avec beaucoup d'avantage, pour cette étude, de l'électromètre Thomson, en l'employant d'une manière particulière et que je crois nouvelle. Je supprime complètement toute source étrangère d'électricité pour charger soit l'aiguille, soit les cadrans; les deux paires de cadrans sont isolées, et l'une d'elles est mise en communication électrique permanente avec l'aiguille, également isolée.

La formule générale de l'électromètre,

$$d = K(V_1 - V_2)\left(V - \frac{V_1 + V_2}{2}\right),$$

dans laquelle d est la déviation de l'aiguille, V_1 et V_2 les potentiels des cadrans, et V celui de l'aiguille, se réduit dans le cas actuel, où $V = V_1$, à

$$d = \frac{K}{2}(V_1 - V_2)^2;$$

la déviation est proportionnelle au carré de la différence des potentiels des deux cadrans, et par suite indépendante du signe de cette différence.

Supposons d'abord les cadrans mis en communication avec deux points A et B d'un circuit traversé par un courant continu d'intensité I. Soient V_1 et V_2 les potentiels des deux points A et B, et R la résistance du conducteur qui les sépare ; on a

$$(1) \qquad IR = V_1 - V_2.$$

Si entre deux autres points A′ et B′, au lieu d'un simple conducteur, on a un moteur électrique ou tout autre engin capable de transformer l'énergie électrique en quelque autre forme de l'énergie, on a à considérer, outre la résistance propre R′ du moteur au repos, la force électromotrice E dont il est le siège pendant le mouvement, et l'équation devient

$$(2) \qquad E + IR' = V'_1 - V'_2.$$

Enfin l'énergie électrique consommée entre les deux points A′ et B′ a pour expression

$$(3) \qquad I(E + IR') = \frac{(V_1 - V_2)(V'_1 - V'_2)}{R}.$$

Les valeurs des seconds membres des équations (1) et (2) sont fournies immédiatement et sans calcul par l'électromètre, si on l'a gradué en volts au moyen d'une pile de Daniell.

Un électromètre donnera donc la mesure de l'intensité du courant, et deux électromètres combinés celle de l'énergie consommée par l'engin de transformation.

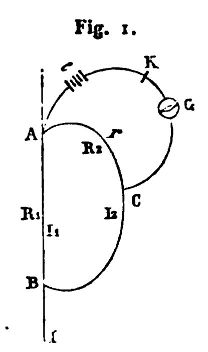
Si, au lieu d'un courant continu, on a affaire à des courants alternatifs se succédant à des intervalles petits relativement à la durée de l'oscillation de l'aiguille, celle-ci, entraînée toujours dans le même sens, quel que soit le signe du courant, prend une déviation fixe proportionnelle à la moyenne des valeurs successives du carré de $V_1 - V_2$. Cette moyenne est celle que donnerait, abstraction faite des difficultés signalées plus haut, l'emploi des méthodes calorimétriques ou de l'électrodynamomètre. Il faut remarquer qu'elle n'est pas identique à la moyenne proprement

dite et que l'écart ne peut être connu que si l'on connaît la loi de variation de $V_1 - V_2$ en fonction du temps (¹).

J'ai déterminé cette loi de variation pour une machine Siemens à courants alternatifs. Le principe de la méthode consiste à diviser la période en un certain nombre de parties égales, vingt par exemple, correspondant, je suppose, à des intervalles de $\frac{1}{2000}$ de seconde et à mesurer l'intensité ou la différence de potentiel à chacun de ces instants. A cet effet, un petit interrupteur placé sur l'arbre même de la machine établit à chaque tour un contact qui dure moins de $\frac{1}{20000}$ de seconde. On peut se servir de l'électromètre disposé comme ci-dessus; dans ce cas, il faut deux interrupteurs parallèles établissant le contact rigoureusement au même instant. A chaque révolution de l'arbre, les cadrans sont mis simultanément en relation pendant la durée du contact avec les deux points A et B et se chargent au potentiel que possèdent ces points à l'instant précis du contact. On peut aussi employer un galvanomètre, puisqu'on prend toujours le courant à un même instant de sa période; il suffit alors d'un seul interrupteur, et l'ajustement est plus commode. Voici la disposition que j'emploie.

A et B sont deux points du circuit principal aux extrémités d'une

Fig. 1.



résistance connue R_1 (1^{ohm} environ); ACB forme entre les deux

(¹) Pour faire brûler une bougie Jablochkoff dans les conditions normales (charbons de $0^m,004$, intensité lumineuse équivalant à 50 becs Carcel), il faut un courant dont l'intensité moyenne soit de 8 à 9 webers; la bougie s'éteint quand l'intensité tombe au-dessous de 5 webers; les charbons rougissent dans toute leur longueur quand elle atteint 11 webers. La chute moyenne de potentiel entre les deux charbons varie de 40 à 45 webers.

mêmes points une dérivation de résistance connue et graduée R_2 (100^{ohms}) (¹); enfin AKC est une seconde dérivation de résistance quelconque, mais très grande (30000^{ohms}), qui part du point A et vient aboutir à un point variable C de la résistance R_2, de manière à intercepter entre A et C une résistance variable r. Sur cette dérivation se trouve une pile de force électromotrice e, le galvanomètre (galvanomètre astatique de Thomson, d'une résistance de 7000^{ohms}), enfin l'interrupteur K, placé sur l'arbre de la machine. On déplace le contact C jusqu'à ce que l'aiguille du galvanomètre soit ramenée au zéro. Il faut remarquer que la compensation est indépendante de la façon dont fonctionne l'interrupteur, puisqu'il commande de la même manière le courant à mesurer et celui de la pile qu'on lui oppose. Soient I, I_1, I_2 les intensités du courant dans le circuit, dans la résistance R_1 et dans la résistance R_2; on a évidemment

$$e = I_2 r,$$
$$V = I_2 R_2,$$

et par suite

$$V = e\frac{R_2}{r}.$$

D'autre part, les équations

$$I = I_1 + I_2,$$
$$I_1 R_1 = I_2 R_2 = V$$

donnent

$$I = \frac{e}{r}\left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right).$$

Tout se réduit donc à la mesure de r aux différentes phases de la période.

J'ajoute qu'une espèce de phénakisticope monté également sur l'arbre de la machine permet de voir l'arc au même instant et pendant le même temps, et d'étudier optiquement la succession des phénomènes dont il est le siège pendant le cours d'une période.

L'expérience m'a donné pour l'intensité une courbe qui se confond presque rigoureusement avec une sinusoïde, sauf une très légère

(¹) Il est indispensable que les résistances R_1 et R_2 soient rectilignes, pour éviter les extra-courants. La résistance R_2 dont je me sers est constituée par 18^m environ de charbons Carré, de $0^m,003$ de diamètre.

dissymétrie qui tend à déplacer le maximum dans le sens du mouvement. Seulement, cette sinusoïde, au lieu d'avoir la position que lui assignerait la théorie, est déplacée tout d'une pièce, dans le sens du mouvement, d'une quantité égale à un huitième environ de la période entière. Un fait analogue se rencontre dans toutes les machines magnéto-électriques, et on l'attribue ordinairement à un retard dans l'aimantation. L'explication ne peut convenir dans le cas actuel : la bobine induite est une bobine sans noyau de fer doux qui se déplace dans un champ magnétique; d'ailleurs, le déplacement est indépendant de la vitesse et rigoureusement le même pour des vitesses de 400, 700 et 1000 tours par minute. Il est dû évidemment à l'induction du courant sur lui-même ([1]); le courant principal étant de la forme $A \sin x$, le courant secondaire est de la forme $B \cos x$, et la superposition des deux courants donne un courant de la forme $C \sin(x+y)$, ne différant du premier que par l'intensité et par la phase.

J'ai d'ailleurs obtenu la même courbe d'une autre manière. Sans rien changer à l'inducteur, j'ai mis le système induit en communication avec un galvanomètre Thomson à oscillations non amorties. En donnant à la main au système induit des déplacements successifs égaux entre eux et très petits, et en observant l'arc d'impulsion correspondant, on pouvait mesurer en valeur absolue la quantité d'électricité mise en mouvement dans chaque déplacement, et par suite la force électromotrice d'induction correspondante. La courbe obtenue de cette manière est une sinusoïde qui coïncide avec celle que donne le premier procédé, avec cette différence qu'elle occupe la position normale, les effets d'induction secondaire s'annulant ici exactement dans chacun des déplacements ([2]).

([1]) La machine étant dans chaque cas dans les conditions de travail maximum. (*Post-scriptum.*)

([2]) L'intensité étant représentée par $C \sin x$, il est facile de vérifier que l'intensité moyenne a pour valeur $\frac{2C}{\pi}$, tandis que la racine carrée de la moyenne des carrés, telle que la fournit l'électromètre, a pour valeur $\frac{C}{\sqrt{2}}$; le rapport des deux moyennes est donc

$$\frac{\frac{A}{\sqrt{2}}}{\frac{2A}{\pi}} = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} = 1,1\ldots.$$

J'ai analysé de la même manière la chute de potentiel entre les deux charbons aux différentes phases de la période. C'était le moyen de résoudre plusieurs questions d'un grand intérêt. Quelle résistance offre au passage de l'électricité l'espace qui sépare les deux charbons? Le courant traverse-t-il cet espace d'une manière continue ou seulement quand son intensité a dépassé une certaine valeur? L'arc agit-il comme une simple résistance ou, comme l'a annoncé M. Edlund, se comporte-t-il à la manière d'une force électromotrice? L'expérience répond de la manière la plus nette à toutes ces questions. Au moment où l'intensité est nulle dans le circuit, la différence de potentiel entre les deux charbons est également nulle; mais, dans un temps inappréciable, cette différence atteint une valeur de 40 à 45^volts^, qu'elle conserve presque sans variation jusqu'au moment où le courant atteint de nouveau une valeur très faible. La chute finale de la courbe est très brusque, mais j'ai pu cependant la suivre dans ses détails; je n'ai pu en faire autant pour l'élévation du commencement, qui semble se produire d'une façon presque instantanée. J'ai constaté de plus ce fait important que cette différence de potentiel reste la même non seulement pendant toute la période d'un courant d'intensité moyenne donnée, mais encore quand on fait varier dans de larges limites, de plus du simple au double, l'intensité moyenne du courant. Je dois ajouter cependant que cette différence diminue quand l'intensité du courant augmente et que la variation s'élève au maximum à 4 ou 5^volts^.

L'explication de ces faits s'impose d'elle-même. La résistance proprement dite de l'arc est très faible; elle varie avec la température et diminue quand la température augmente. La différence de potentiel qui existe entre les deux charbons est due, pour la plus grande partie, à une force électromotrice, indépendante de l'intensité et qu'on peut évaluer à 30^volts^.

Les choses se passent entre les deux charbons comme entre les deux électrodes d'un voltamètre : il s'établit tout d'abord, par un phénomène de polarisation dont je réserve l'explication, une chute fixe de potentiel, et, à partir de ce moment, le travail produit dépend uniquement de la quantité d'électricité qui passe et lui est proportionnel.

J'ajouterai que, si l'arc est produit dans un champ magnétique

soumis aux mêmes variations périodiques que le courant et dont la direction soit normale au plan des charbons, la chute de potentiel entre les deux charbons prend une valeur plus grande que dans les conditions ordinaires et croissant avec l'intensité du champ.

Je me contente de signaler ce dernier fait, sans insister sur son explication ([1]).

SUR LA FORMULE D'INTERPOLATION DE M. PICTET;

PAR M. C. SZILY,
de Budapest.

Dans une Note publiée dans les *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences* ([2]), M. Pictet a indiqué une formule générale qui embrasse toutes les formules d'interpolation de Regnault donnant la tension maximum des diverses vapeurs quand on fait varier la température, et qui serait une conséquence immédiate de la Théorie mécanique de la chaleur.

Qu'il me soit permis de reproduire ici les observations que j'ai présentées à ce sujet à l'Académie des Sciences de Hongrie le 21 juin dernier.

M. Pictet emploie le second principe de la Théorie mécanique de la chaleur sous la forme très usuelle

$$(1) \qquad L = Q_1 \frac{T_1 - T}{T_1},$$

où L représente le travail accompli dans un cycle réversible, Q_1 la quantité de chaleur enlevée à la source à T_1, $Q_1 - L$ celle qui a été cédée à la source plus froide à T.

Mais on ne peut appliquer l'équation (1) que *si la température est constante pendant qu'il y a de la chaleur absorbée ou restituée*. Dans le cas contraire, elle doit être remplacée, comme on sait, par la relation plus générale

$$(2) \qquad \int \frac{dQ}{T} = 0.$$

([1]) Ces expériences ont été faites à l'usine de la Société générale d'électricité.

([2]) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XC, p. 1073; 1880

Or, dans le cycle employé par M. Pictet, il y a une quantité de chaleur absorbée ainsi définie : « chaleur nécessaire pour ramener le liquide sortant de l'échangeur à la température t' ». Par suite, il est clair que l'équation (1) ne peut s'appliquer et que la démonstration de la formule de M. Pictet est inacceptable. Je me suis proposé de voir s'il ne serait pas possible de déduire directement cette formule des deux principes fondamentaux de la Théorie de la chaleur. Il est bien évident *a priori* qu'en appliquant les principes à tel ou tel cycle on ne peut rien en tirer qui n'y soit implicitement contenu.

Les deux principes fondamentaux donnent, comme on sait, pour les vapeurs saturées, l'équation caractéristique suivante,

$$s - \sigma = \varepsilon \frac{r}{T} \frac{dT}{dp}, \tag{3}$$

dans laquelle s et σ sont les volumes spécifiques de la vapeur et du liquide, r la chaleur latente, p la force élastique de la vapeur, le tout à la température absolue T; ε représente l'équivalent mécanique de la chaleur.

Soit de plus v le volume spécifique de l'air à la température T et sous la pression p ; on a

$$v = R\frac{T}{p}, \quad R = \frac{10333}{274.1,293}.$$

Le rapport $\frac{v}{s}$ donne la densité δ de la vapeur par rapport à l'air.

Si l'on néglige σ par rapport à s, on a donc

$$\delta = \frac{R}{\varepsilon} \frac{T^2}{pr} \frac{dp}{dT}. \tag{4}$$

Intégrons entre les limites T et T_1 ; il vient

$$\log \frac{p_1}{p} = \frac{\varepsilon}{R} \int_T^{T_1} r\delta \frac{dT}{T^2}. \tag{5}$$

Si l'on pouvait effectuer l'intégration indiquée, la formule (5) serait précisément la relation cherchée entre la pression et la température; mais l'intégration n'est possible que si l'on connaît le produit $r\delta$ en fonction de la température, et, comme on ne possède

à cet égard aucune indication générale, on ne peut procéder que par voie d'hypothèse. La plus simple consiste à poser

$$r\delta = \text{const.}, \tag{6}$$

et l'on a alors

$$\log \frac{p_1}{p} = \frac{\varepsilon}{R} r\delta \frac{T_1 - T}{T_1 T}. \tag{7}$$

Introduisons dans cette formule au lieu de r la chaleur latente r_1 correspondant à la température T_1, nous admettrons ainsi implicitement que les chaleurs spécifiques c et k du liquide et de la vapeur sont indépendantes de la température, et nous obtiendrons définitivement

$$\log \frac{p_1}{p} = \frac{\varepsilon}{R} [r_1 + (c - k) T_1 - T] \delta \frac{T_1 - T}{T_1 T}. \tag{8}$$

C'est précisément la formule de M. Pictet. Elle repose donc sur cette hypothèse que, pour les vapeurs saturées, le produit $r\delta$ est indépendant de la température.

Examinons si cette relation est vérifiée pour la vapeur dont nous connaissons le mieux les paramètres, c'est-à-dire pour la vapeur d'eau. L'équation (4) nous permet d'employer les données de Regnault à la solution de cette question; j'ai calculé à cet égard les nombres du Tableau suivant :

t.	$r\delta$.
0	370,36
20	368,40
40	363,94
60	357,92
80	351,54
100	345,93
120	340,82
140	336,15
160	331,81
180	327,75
200	323,84

Le produit $r\vartheta$ est, on le voit, loin d'être constant; il décroît quand la température s'élève, et cela de 12 pour 100 de sa valeur, entre 0° et 200°.

La formule d'interpolation de M. Pictet ne peut donc être considérée comme rigoureuse; mais il était intéressant, au point de vue de la Théorie mécanique de la chaleur, de savoir quelles hypothèses théoriques, même imparfaitement vérifiées par l'expérience, conduiraient à cette formule.

PHÉNOMÈNES THERMO-ÉLECTRIQUES ET ÉLECTRO-THERMIQUES AU CONTACT D'UN MÉTAL ET D'UN LIQUIDE;

Par M. E. BOUTY.

[suite (1)].

II. — Mesure absolue du phénomène de Peltier au contact d'un métal et de sa dissolution.

Quand on emploie un thermomètre métallisé comme électrode dans la décomposition d'un sel, diverses causes peuvent concourir à produire la variation de température que l'on observe et que j'ai signalée. Ce sont : d'abord le dégagement de chaleur résultant du passage du courant dans les couches liquides en contact immédiat avec le thermomètre, lesquelles s'échauffent en vertu de leur résistance; en second lieu, le dégagement ou l'absorption de chaleur correspondant à la production du phénomène de Peltier, s'il existe; enfin le dégagement de chaleur résultant d'actions chimiques secondaires. Chacune de ces causes agit d'après des lois particulières, qu'il ne sera possible d'étudier que par des mesures calorimétriques. On peut y employer le thermomètre lui-même, à la condition de mesurer d'abord la quantité de chaleur nécessaire pour produire

---

(1) Voir *Journal de Physique*, t. IX, p. 229.

une variation déterminée de sa température, dans des conditions aussi voisines que possible de celles de l'expérience.

1. Pour réaliser cette étude préliminaire, j'entoure le réservoir du thermomètre d'une spirale de fil isolé de maillechort. Cette spirale est protégée par une couche de vernis, et au besoin d'un corps gras, contre l'action du liquide, et l'on y dirige un courant d'intensité connue. On constate d'abord que les échauffements du thermomètre pendant un temps donné, deux minutes par exemple, sont proportionnels au carré de l'intensité du courant, c'est-à-dire à la quantité de chaleur versée dans la spirale. Voici le résultat d'une observation faite dans l'eau distillée avec une spirale dont la résistance, mesurée au sein du liquide, était de $86^{ohms},25$. Le courant était produit par 4 éléments Daniell, et la résistance minimum du circuit, y compris la spirale, était de $101^{ohms},75$. Le thermomètre employé était sensible au deux-centième de degré.

Résistance intercalée ρ.	Échauffement en deux minutes.	Produit P de l'échauffement par le carré de la résistance totale $R + \rho$ ($R = 101^{ohms},75$).
ohms	o	
0	0,5205	5514,00
16	0,370	5130,50
32	0,310	5545,50
128	0,105	5542,50
	Moyenne...	5433,10

On entoura le réservoir du thermomètre, par-dessus la spirale, d'une mince feuille de clinquant, et l'on répéta les mêmes observations : le produit P fut trouvé, en moyenne, égal à 5441,50. Le pouvoir émissif dans l'air et, par suite, l'échauffement en deux minutes auraient été modifiés profondément par l'addition de la feuille de clinquant : dans l'eau, nous ne constatons aucune différence appréciable.

Des mesures analogues ont été réalisées dans divers liquides, et elles ont établi que l'échauffement d'un thermomètre par une quantité fixe de chaleur n'est que fort peu modifié quand on rem-

place l'eau par une solution saline concentrée. Ainsi l'on a trouvé, pour une résistance fixe du circuit égale à $101^{ohms},75$:

Liquide.		Échauffement E en deux minutes.
Eau distillée		0°,520
Azotate de cuivre.	D = 1,072	0,513
	D = 1,36	0,471
Sulfate de zinc...	D = 1,22	0,462
	D = 1,32	0,496

Ce résultat ne doit pas nous surprendre, car les chaleurs spécifiques des dissolutions salines, rapportées à des volumes égaux de liquide, sont très voisines de l'égalité (1); nous pouvons l'interpréter en disant que le volume (2) de liquide échauffé en deux minutes par le thermomètre est toujours sensiblement le même. Toutefois, il est évidemment moindre pour les liquides très visqueux, et alors l'échauffement est plus grand; on reconnaît déjà l'influence de la viscosité dans l'expérience relative au sulfate de zinc, puisque l'échauffement E est plus considérable pour la dissolution de densité 1,32 que pour celle de densité 1,22. Dans le chlorure de zinc concentré, l'échauffement est plus grand que dans l'eau pure (3).

(1) D'après Weber [*Untersuchungen über die Wärmeleitung in Flüssigkeiten* (*Vierteljahrschrifft der Züricher naturforschenden Gesellschaft*, 1879)], ces chaleurs spécifiques sont :

Liquide.	Densité.	Chaleur spécifique rapportée à l'unité de volume
Eau	1,000	1,000
Sulfate de cuivre	1,160	0,984
Sulfate de zinc	1,134	0,976
	1,272	0,973
	1,362	0,962
Chlorure de sodium	1,178	0,942

(2) Imaginons, pour fixer les idées, que la chaleur versée par le thermomètre dans le liquide en deux minutes a pour unique effet de produire sur une couche liquide d'épaisseur x un échauffement égal à celui du thermomètre.

J'ai calculé, d'après les dimensions de mon thermomètre et d'après les données des expériences ci-dessus, que $x = 3^{mm},5$ au maximum.

(3) On ne peut plonger directement une spirale vernie dans le chlorure de zinc concentré, dont l'action destructive est trop rapide.

Le thermomètre et la spirale ayant été placés dans un tube en verre mince conte-

2. Proposons-nous maintenant de déterminer le coefficient numérique par lequel il faut multiplier l'échauffement du thermomètre pour obtenir la quantité de chaleur versée. Par exemple, dans le cas de l'azotate de cuivre de densité 1,36, l'échauffement du thermomètre a été de $0°,471$ en deux minutes par le courant de 4 daniell, traversant une résistance totale de $101^{\text{ohms}},75$. Or 1 daniell vaut en moyenne $1^{\text{volt}},12$ ou $1,12.10^8$ unités absolues de force électromotrice, tandis que $1^{\text{ohm}} = 10^9$ unités absolues de résistance (G. G. S); l'intensité du courant employé était donc

$$i = \frac{4.1,12.10^8}{101,75.10^9}$$

et la quantité de chaleur dégagée en une seconde dans la résistance $r = 86,25.19^9$ de la spirale

$$ri^2 = \left(\frac{4.1,12.10^8}{101,75.10^9}\right)^2 86,25.10^9$$

en unités mécaniques. L'équivalent mécanique de la chaleur J dans le système d'unités que nous employons est $4,2.10^7$ et la quantité de chaleur versée est par conséquent

$$\frac{ri^2}{J} = \left(\frac{4.1,12.10^8}{101,75.10^9}\right)^2 \frac{86,25.10^9}{4,2.10^7} = 0,03981;$$

en $2^m = 120^s$, elle sera de $0,03981.120 = 4,77$.

Ainsi, une élévation de température de $0°,471$, effectuée en deux minutes au sein de l'azotate de cuivre de densité 1,36, équivaut à 4,77 unités (C. G. S.) de chaleur versée à la surface du thermomètre. Pour transformer les variations de température en quantités de chaleur, il faudra les multiplier par $\mu = \frac{4,77}{0,471}$.

---

nant une petite quantité de mercure et plongé lui-même dans le chlorure de zinc, on a obtenu en deux minutes des échauffements qui étaient à ceux produits dans l'eau pure dans les rapports suivants :

Densité du chlorure de zinc.	Rapport.
1,3	0,911
1,75	1,104

3. Nous sommes désormais en mesure d'employer le thermomètre à l'étude de l'effet Peltier. Enlevons la spirale qui recouvre le réservoir, et remplaçons-la par une mince couche d'argent déposée par le procédé Martin; recouvrons ensuite ce thermomètre d'une couche mince de cuivre galvanique et employons-le comme électrode dans l'électrolyse de l'azotate de cuivre, avec un deuxième thermomètre aussi identique que possible au premier et préparé de la même manière. Les thermomètres-électrodes sont maintenus à une distance de $0^m,1$ environ dans un grand cristallisoir contenant l'azotate de cuivre et qui plonge lui-même dans un bain d'une trentaine de litres d'eau froide. Dans ces conditions et dans un laboratoire où la température est sensiblement constante, l'indication des thermomètres ne change pas de $\frac{1}{100}$ de degré en cinq minutes et les variations que l'on observe lors du passage du courant sont très sensiblement indépendantes des conditions extérieures.

La chaleur dégagée soit par suite du phénomène de Peltier ou des actions chimiques secondaires est versée à la surface même du thermomètre comme celle qui était fournie par la spirale dans les expériences préliminaires; mais celle qui est développée par la résistance du liquide est produite dans des couches plus profondes qui agissent sur l'instrument avec un coefficient de plus en plus faible à mesure qu'elles en sont plus éloignées (¹). Toutefois, puisque la chaleur transmise au thermomètre par chaque couche est proportionnelle au carré de l'intensité du courant, l'échauffement résultant sera encore proportionnel au carré de cette intensité et à un coefficient qui ne dépendra que de la nature du liquide. D'autre part, l'effet Peltier est proportionnel à l'intensité du courant, et, s'il n'y a pas d'actions secondaires sensibles, l'échauffe-

(¹) Il faut remarquer que l'échauffement du liquide se produit surtout dans les couches qui avoisinent immédiatement le thermomètre, puisque la section moyenne traversée par le flux électrique va toujours en s'élargissant à mesure que l'on s'éloigne de l'électrode.

On reconnaît cependant que la chaleur dégagée en vertu de la résistance du liquide et agissant sur le thermomètre ne peut être considérée comme se dégageant tout entière à sa surface. On rend le thermomètre négatif, et l'on règle l'intensité du courant de telle sorte qu'au bout de deux minutes l'indication du thermomètre coïncide avec son indication initiale. Pendant les vingt premières secondes, on constate une baisse assez rapide, compensée par l'élévation plus lente de température qui se produit dans les cent secondes suivantes.

ment du thermomètre sera représenté par des formules telles que

$$(1) \qquad p = +ai + bi^2,$$

$$(2) \qquad n = -ai + bi^2,$$

suivant que le thermomètre sera positif ou négatif, et avec des valeurs fixes des coefficients a et b. L'expérience vérifie ces prévisions.

Pour obtenir de bons résultats, il est nécessaire que la surface métallique du thermomètre demeure parfaitement nette, ce qui n'exige aucun soin tant que le thermomètre est négatif; mais, quand il est positif, la surface métallique s'altère, et il est nécessaire de la renouveler avant chaque mesure par un lavage à l'acide et à l'eau distillée ou par un nouveau dépôt.

L'expérience suivante se rapporte à l'azotate de cuivre de densité 1,36. La force électromotrice employée est de $7^{\text{volts}},97$ avec une résistance minimum de 13^{ohms}. Le calcul des nombres de la troisième et de la sixième colonne a été fait avec

$$a = 4^\circ,62,$$
$$b = 62^\circ,32$$

et en prenant pour unité d'intensité de courant celle qui est produite par la force électro-motrice employée, dans une résistance totale de 1^{ohm} :

Résistance totale.	*n.* Observé.	Calculé.	Différence.	*p.* Observé.	Calculé.	Différence.
ohms	o	o	o	o	o	o
13	−0,025	−0,010	+0,015	+0,750	+0,706	−0,044
21	−0,075	−0,080	−0,005	+0,387	+0,367	−0,020
29	−0,065	−0,086	−0,021	+0,237	+0,234	−0,003
45	−0,060	−0,074	−0,014	+0,140	+0,141	+0,001
	Diff. moyenne..		−0,0075	Diff. moyenne.		−0,017

Quand on diminue la concentration du sel, la résistance spécifique du liquide augmente, et il en est de même du coefficient b;

mais *a* demeure très sensiblement invariable. Ainsi l'on a obtenu :

Azotate de cuivre.

$$D = 1,36 \ldots\ldots\ldots\ldots \quad a = 4^{\circ},652, \quad b = 62^{\circ},32,$$
$$D = 1,072 \ldots\ldots\ldots\ldots \quad a = 4,652, \quad b = 237,94.$$

Il résulte de là que, pour des intensités moyennes, on observera au pôle négatif des abaissements d'autant plus considérables qu'on prendra des liqueurs plus concentrées. Mais, avec des liqueurs moyennement étendues, on pourra plus aisément atteindre une intensité du courant suffisante pour renverser le signe de *n* et montrer la nature nettement parabolique de cette fonction.

L'expérience suivante se rapporte à une solution de sulfate de cuivre de densité 1,125; la force électromotrice employée est de $8^{\text{volts}},47$, et les résultats ont été calculés avec les valeurs

$$a = 5^{\circ},25, \quad b = 84^{\circ},70.$$

Résistance totale.	*n.*			*p.*		
	Observé.	Calculé.	Différence.	Observé.	Calculé.	Différence.
ohms	o	o	o	o	o	o
21	−0,021	−0,058	−0, 027	+0,444	+0,442	−0,002
29	−0,087	−0,081	+0, 006	+0,265	+0,281	+0,016
37	−0,085	−0,080	+0, 005	+0,195	+0,204	+0,009
53	−0,080	−0,069	+0, 011	+0,130	+0,130	0,000
69	−0,051	−0,058	−0, 007	+0,117	+0,094	−0,023
		Moyenne...	−0,0024		Moyenne...	0,000

Si l'on ramène les coefficients *a* et *b* à ce qu'ils seraient pour une force électromotrice de $7^{\text{volts}},97$ employée dans les expériences précédentes, on trouve

$$a = 4^{\circ},94, \quad b = 80^{\circ},08.$$

Le coefficient *a* ne diffère que de $\frac{6}{100}$ de sa valeur de celui qui a été déterminé pour l'azotate de cuivre.

En résumé, le coefficient *a* se montre indépendant de la nature de l'acide et du degré de concentration, comme cela a lieu pour la force électromotrice *m* du couple thermo-électrique correspondant (¹). La valeur de *a* est en moyenne, pour les sels de cuivre,

(¹) *Voir* le Tableau, p. 234.

de $4^{\circ},796$ pour une force électromotrice de $7^{\text{volts}},97$ et une résistance totale de 1^{ohm}; pour une force électromotrice absolue de 1 unité dans une résistance de 1 unité, il sera

$$\frac{4^{\circ},716}{7,97 \cdot 10^{8}} 10^{9} = 6^{\circ},018.$$

Puisque l'effet Peltier a exclusivement pour siège la surface du thermomètre, nous trouverons la quantité de chaleur correspondante versée en deux minutes en multipliant par le rapport $\mu = \frac{4,77}{0,471}$ précédemment déterminé (¹), et nous diviserons par 120 pour rapporter les résultats à une durée de une seconde. Nous aurons ainsi en valeur absolue la quantité de chaleur Π développée par l'effet Peltier entre le cuivre et les sels de cuivre, en prenant pour unités le centimètre, le gramme et la seconde (C. G. S.).

$$\Pi = 6,018 \frac{4,77}{0,471} \frac{1}{120} = 0,5078. \tag{3}$$

Dans un travail récent, M. Bellati (¹) a trouvé, pour la valeur absolue de l'effet Peltier dans un couple fer-zinc, 0,005797. L'effet que nous constatons ici est quatre-vingt-cinq fois plus grand; il est au moins onze fois supérieur à celui qui correspond au couple bismuth-cuivre. Ainsi, l'effet Peltier au contact d'un solide et d'un liquide est, en général, beaucoup plus grand qu'au contact de deux solides.

4. W. Thomson et, après lui, Budde ont démontré, par l'application des principes de la Théorie mécanique de la chaleur aux courants thermo-électriques, qu'il y a une relation étroite entre le phénomène de Peltier produit au contact de deux corps et la force électromotrice thermo-électrique du couple correspondant. Soient Π la valeur de l'effet Peltier, J l'équivalent mécanique de la chaleur, $\frac{dE}{dT}dT$ la force électromotrice du couple thermo-électrique pour une différence de température dT des deux surfaces

(¹) Pour le sulfate de cuivre, le coefficient μ a sensiblement la même valeur que pour l'azotate.

de contact (soudures), enfin T la température absolue. On a

$$\Pi = \frac{T}{J}\frac{dE}{dT}.$$

Cette formule suppose toutes les grandeurs qu'elle renferme évaluées en unités absolues.

Appliquons cette formule au cas du cuivre et des sels de cuivre. Nous avons trouvé (p. 237) que, pour les diverses combinaisons thermo-électriques de cette espèce, $\frac{dE}{dt}$ a une valeur constante de $0^{da},000696$, soit, en volts, $0^{volt},000696.1,12$; on a, de plus, $J = 4,2.10^7$; par suite, pour une température moyenne de $12°$, à laquelle se rapportent les expériences sur l'effet Peltier, on doit avoir

$$(4) \qquad \Pi = \frac{285}{4,2.10^7} 0,000696.1,12.10^8 = 0,528.$$

Ce nombre ne diffère que de $\frac{1}{28}$ de sa valeur de celui qui a été déduit des mesures directes (formule 3). Cet accord est des plus satisfaisants, eu égard à la multiplicité des données expérimentales que les deux modes de calcul de Π font intervenir. Nous pouvons donc conclure que la formule de W. Thomson représente parfaitement le phénomène auquel nous avons affaire.

5. Il convenait d'étendre les résultats qui précèdent au plus grand nombre possible de combinaisons thermo-électriques métal-liquide. J'ai étudié avec un soin particulier le cas du zinc et des sels de zinc, et constaté que l'effet Peltier est représenté par un même nombre pour le sulfate de zinc et pour le chlorure de zinc de densité inférieure à 1,6. Quant à l'azotate de zinc, le zinc s'y altère si vite, qu'il n'a été possible d'obtenir de résultats satisfaisants qu'en amalgamant légèrement la surface métallique du thermomètre et en réduisant la durée d'observation à une minute (1) : on trouve alors des résultats en accord avec les précédents. En

(1) On voit, par cet exemple, qu'il aurait été illusoire d'avoir recours aux méthodes calorimétriques ordinaires, qui, pour d'aussi faibles dégagements de chaleur, n'auraient pu être réduites à une aussi courte durée.

moyenne,

$$\Pi = 0,583,$$

nombre supérieur de 14 pour 100 à celui que nous ont fourni les sels de cuivre. C'est à peu près dans le même rapport que sont les forces électromotrices thermo-électriques m pour le zinc non amalgamé [ou pour le zinc amalgamé altéré par une élévation de température (p. 237 et 238)] et pour le zinc récemment amalgamé. Au dernier seul convient la même valeur de m que pour le cuivre.

Il était intéressant d'étudier les dissolutions très concentrées de chlorure de zinc qui avaient fourni, au point de vue des valeurs de m, le décroissement remarquable que nous avons signalé page 235. En employant une même intensité de courant, on a obtenu aux deux pôles les variations de température suivantes :

Chlorure de zinc.	n.	p.	$p - n = 2ai$.	r.
D = 1,255.....	−0°,298	+0°,530	+0°,828	1,000
1,70......	−0,090	+0,497	+0,587	0,709
1,90......	+0,180	+0,382	+0,202	0,244
2,044.....	+0,367	+0,325	+0,042	0,051

Ce Tableau met bien en évidence la diminution progressive de l'effet Peltier; mais, pour en déduire des mesures absolues, il faudrait connaître exactement les coefficients μ (*voir* p. 309) caractéristiques de chacune des dissolutions employées. D'après les observations incomplètes de la page 309 (en note), on voit seulement qu'il faudrait multiplier les rapports r par des facteurs voisins de l'unité et d'autant plus faibles que la densité est plus grande. Nous nous bornerons à comparer les valeurs brutes de r aux rapports correspondants des forces électromotrices thermo-électriques m.

Densité du chlorure de zinc.	Rapport r de l'effet Peltier à sa valeur maximum.	Rapport du coefficient m à sa valeur maximum.
1,255............	1,000	1,000
1,70.............	0,709	0,724
1,90.............	0,244	0,247
2,044............	0,051	0,053

Les nombres de la dernière colonne ont été calculés à l'aide de la formule approchée de la page 235.

La difficulté que j'ai éprouvée à obtenir des dépôts de cadmium parfaitement adhérents a beaucoup limité les essais relatifs à ce métal. Je me suis borné à comparer les échauffements p et n du thermomètre recouvert de cadmium dans le sulfate de cadmium avec ceux que produit un courant de même intensité sur un thermomètre recouvert de zinc dans le sulfate de zinc. Les quantités de chaleur Π correspondant au phénomène Peltier sont proportionnelles à $p - n$, et, puisqu'on connaît Π pour le zinc, on le déterminera aussi pour le cadmium :

	p.	n.	$p - n$.	Π.
Sulfate de zinc.......	+0,735	+0,040	0,775	0,577
Sulfate de cadmium...	+0,612	−0,039	0,651	0,484

D'après les mesures de force électromotrice thermo-électrique (p. 237), on aurait pour les sels de cadmium $m = 0^{da},000616$, et il en résulterait $\Pi = 0,467$, qui ne diffère du nombre 0,484 que nous venons de trouver que de $\frac{1}{25}$ de sa valeur.

6. Il y a bien peu d'électrolyses qui se réduisent à la simplicité des précédentes. En général, des actions secondaires énergiques interviennent surtout au pôle positif, où l'oxygène mis en liberté donne des produits d'oxydation avec dégagement de chaleur. Un cas relativement simple est présenté par les sels de protoxyde de fer. Voici les valeurs de n et de p obtenues dans l'électrolyse du protochlorure de fer avec une force électromotrice de $8^{volts},47$ et une résistance minimum de 16^{ohms} :

Résistance.	n.	p.
ohms	°	°
16..............	+0,075	+0,495
32..............	+0,037	+0,200
48..............	+0,017	»
144..............	+0,000	+0,005

Le liquide est bon conducteur et l'échauffement résultant du passage du courant très faible : l'échauffement p résulte principalement de la transformation du sel de protoxyde de fer en sel de peroxyde (¹). Quant à l'effet Peltier, qui devrait être nul dans

(¹) D'après M. Thomsen, la transformation d'un équivalent de protoxyde de fer

un sel de protoxyde de fer, puisque la force électromotrice thermo-électrique est nulle, il se produit ici faiblement, mais en sens contraire de ce que nous avons observé jusqu'ici. On remarque, en effet, que *n* ne devient jamais négatif, qu'il tend vers zéro par des valeurs positives, et que celles-ci décroissent moins vite que ne l'indiquerait la loi du carré de l'intensité; par suite, l'effet Peltier tend à accroître l'échauffement du pôle négatif. Ce résultat n'a rien de surprenant, car il se produit du perchlorure de fer au pôle positif, et ce sel se répand par diffusion jusqu'à l'autre pôle. On doit donc observer l'effet Peltier correspondant à une très faible quantité de sel de peroxyde mêlé au protoxyde : $\frac{1}{500}$ de perchlorure de fer suffirait à expliquer l'anomalie que nous signalons. Le sulfate de protoxyde de fer pur ou ammoniacal a donné les mêmes résultats que le protochlorure.

On voit que, pour constater dans une électrolyse l'existence et la grandeur de l'effet Peltier, il ne suffit pas de reconnaître une différence de température des deux pôles, qui, très considérable dans le cas actuel, ferait croire à un effet Peltier positif et très grand, tandis qu'il est négatif et très faible : il faut observer avec le plus grand soin la marche des échauffements quand on fait tendre l'intensité *i* du courant vers zéro. Le signe des plus petites valeurs de *n* est celui de l'effet Peltier.

Je n'ai pas réussi à mettre en évidence le refroidissement du pôle positif dans les cas où la force électromotrice thermo-électrique est négative. Deux séries de sels pouvaient être essayées et l'ont été infructueusement : d'une part, les sels de peroxyde de fer; ils attaquent trop vite le fer électrolytique dont j'avais revêtu mes thermomètres, pour qu'il soit possible de constater le signe de l'effet thermique du courant, dominé de beaucoup par le dégagement de chaleur qu'entraîne la dissolution du fer; ensuite les sels de nickel, mais leur électrolyse présente des complications particulières, tant au pôle négatif qu'au pôle positif, et réclame

---

hydraté en $\frac{1}{2}$ équivalent de peroxyde dégage 13300 calories (*Annuaire du Bureau des longitudes*) et la dissolution dans l'acide chlorhydrique de l'oxyde formé dégage 1850^{cal} de moins que la dissolution du protoxyde. En résumé, la transformation d'un équivalent de protochlorure de fer en perchlorure dégage 11450^{cal}. Cette quantité de chaleur (correspondant à $1^{cal},204$ par seconde et pour l'unité de courant) explique très bien la différence de température des deux pôles.

une étude spéciale : je me dispenserai donc d'indiquer ici aucun résultat qui s'y rapporte.

7. Il était intéressant de chercher si, dans les cas où le phénomène Peltier a pu être mesuré, la chaleur mise en jeu a quelque rapport avec celle que dégage la dissolution du métal dans l'acide du sel.

On sait, d'après les recherches de Kohlrausch, que l'unité d'électricité dépose $0^{gr},011363$ d'argent ou, d'après la loi de Faraday, $0^{gr},011363\,\frac{e}{108}$ d'un métal dont l'équivalent en poids est e : c'est aussi le poids de métal déposé en une seconde par le courant dont l'intensité est 1 en unités absolues.

La quantité de chaleur Q correspondante se déduit de la quantité de chaleur q dégagée par la formation de $1^{éq}$ du sel par la proportion

$$Q = \frac{0^{gr},011363}{108}\,q = 0,00010518\,q.$$

Cette chaleur est consommée à l'électrode positive, et il se dégage sur place seulement la quantité Π correspondant à l'effet Peltier.

Occupons-nous, par exemple, des sels de cuivre. La formation de l'oxyde de cuivre hydraté dégage, d'après Thomsen ([1]), 19000^{cal} par équivalent; la combinaison de cet oxyde avec l'acide azotique dissous dégage 7500^{cal}, et 9200^{cal} avec l'acide sulfurique, d'après MM. Berthelot et Thomsen, d'où il résulte que les chaleurs de formation de l'azotate et du sulfate de cuivre dissous dégagent respectivement 26500^{cal} et 28200^{cal} par équivalent. La chaleur correspondant à la quantité de cuivre mise en liberté par seconde par le courant d'intensité absolue égale à 1 est, pour ces deux sels,

$$Q = 0,00010518.26500 = 2^{cal},787,$$
$$Q' = 0,00010518.28200 = 2^{cal},966,$$

dont $1^{cal},998$ correspond à l'oxydation du métal et le reste (soit $0^{cal},789$ pour l'azotate, $0^{cal},968$ pour le sulfate) à la formation

([1]) Ce nombre et tous ceux qui suivent sont pris dans les Tableaux dressés par M. Berthelot dans l'*Annuaire du Bureau des Longitudes* pour 1879.

du sel dissous aux dépens de l'acide et de la base. Le phénomène de Peltier est le même pour les deux sels et ne met en jeu que $0^{cal},508$, soit moins du cinquième de la chaleur totale, et respectivement les 0,643 et les 0,524 de la chaleur de dissolution de la base dans l'acide.

Le Tableau suivant résume le résultat de cette comparaison pour le cuivre, le zinc et le cadmium :

MÉTAL.	CHALEUR de formation de l'oxyde par équivalent.	ACIDE DU SEL.	CHALEURS de dissolution dans l'acide par équivalent.	de formation de l'oxyde rapportée au courant unité.	de dissolution dans l'acide rapportée au courant unité.	totale de formation rapportée au courant unité.	EFFET Peltier.
				cal	cal		cal
Cuivre.....	19000	Acide azotique.	7500	1,998	0,789	2,787	0,509
		Acide sulfurique.	9200	1,998	0,968	2,966	
Zinc.......	41800	Acides chlorhydrique et azotique.	9800	4,396	1,030	5,426	0,583
		Acide sulfurique.	11700	4,396	1,231	5,627	
Cadmium...	33200	Acides chlorhydrique et azotique.	10100	3,492	1,062	4,554	0,484
		Acide sulfurique.	11900	3,492	1,251	4,743	

Il prouve suffisamment qu'on doit renoncer à établir aucune espèce de relation entre les deux sortes de quantités que nous comparons.

En résumé, je crois avoir établi que, dans les électrolyses simples, le phénomène de Peltier se produit d'après les mêmes lois qu'à la surface de contact de deux métaux. C'est un phénomène purement physique, sans relations connues avec les chaleurs de combinaison ou avec les chaleurs latentes de dissolution, mais lié par une loi précise aux forces électromotrices thermo-électriques des couples correspondants. Les actions chimiques n'interviennent dans la production de l'un ou de l'autre des deux phénomènes inverses que comme causes perturbatrices, soit en altérant la nature des surfaces, soit en produisant des dégagements de chaleur parasites; elles peuvent masquer plus ou moins le phénomène

physique auquel elles se superposent, mais elles ne le produisent pas.

Il ne semble pas qu'il y ait intérêt à étendre ce travail à des cas d'électrolyse plus complexes que ceux qui ont été étudiés ici. Les thermomètres-électrodes serviront surtout désormais à constater l'existence et le signe thermique des actions secondaires qui peuvent accompagner l'électrolyse.

SUR LES LOIS THERMIQUES DES ÉTINCELLES ÉLECTRIQUES PRODUITES PAR LES DÉCHARGES ORDINAIRES, INCOMPLÈTES ET PARTIELLES DES CONDENSATEURS;

PAR M. E. VILLARI

[Extrait par l'auteur (¹)].

Si nous déchargeons une bouteille de Leyde au travers d'un spintéromètre au moyen d'un excitateur, deux étincelles se produisent, l'une dans le spintéromètre et l'autre contre l'excitateur; elles ont des propriétés différentes, et, pour les distinguer, j'ai appelé la première *étincelle conjonctive* et la seconde *étincelle excitatrice* ou *déchargeuse;* je vais en parler brièvement (²).

J'ai étudié la chaleur que développe l'étincelle conjonctive produite par la décharge incomplète; à cet effet, je chargeais une batterie de 18 bouteilles avec une quantité d'électricité constante et ensuite je la déchargeais dans une seconde batterie composée de 2, 3, ..., 18 bouteilles. Dans le circuit, qui réunissait les armures internes des deux batteries, on introduisit un de mes thermomètres à étincelles et quelquefois aussi un galvanomètre à fil de cuivre recouvert de gutta-percha. De plusieurs expériences exécutées à propos et en calculant la quantité d'électricité qui formait la décharge d'après le nombre des bouteilles de la seconde batterie, j'observai que :

La chaleur développée par l'étincelle conjonctive et les dé-

(¹) *Académie royale des Sciences*, vol. IV, p. 49-74. Rome, 1879.

(²) On a déjà publié dans ce Journal (t. IX, p. 5, 1880) un extrait d'un de mes précédents travaux sur l'étincelle conjonctive.

viations galvanométriques sont très approximativement proportionnelles à la quantité d'électricité que la décharge produit.

J'ai aussi comparé la chaleur développée par l'étincelle engendrée par la décharge ordinaire avec celle produite par la décharge incomplète et par les décharges partielles. Je chargeais une batterie de 18 bouteilles, et ensuite, en réunissant les armures internes et externes au moyen d'un excitateur à grosses balles de laiton (ayant $0^m,025$ environ de diamètre), je la déchargeais à travers le thermomètre à étincelles et je mesurais la chaleur développée dans ce dernier (décharge ordinaire). Je rechargeais ensuite également cette même batterie et je la déchargeais à travers le même thermomètre dans une seconde batterie tout à fait égale à la première (décharge incomplète), et ainsi je mesurais la chaleur de l'étincelle. Enfin je déchargeais de la manière ordinaire les charges partielles qui étaient contenues dans les deux batteries (décharges partielles), et de même je mesurais la chaleur produite par les étincelles. Et de ces expériences, que j'ai répétées maintes fois, je trouvai, comme moyenne, que la chaleur de l'étincelle ordinaire [1] était 31, la chaleur de l'étincelle incomplète 24 et la chaleur des étincelles partielles 29.

De tout cela on tire deux conclusions. La première, c'est que les deux étincelles partielles produisent une quantité de chaleur à peu près égale à celle que produit l'étincelle ordinaire, et, comme dans le cas de la décharge ordinaire l'électricité est entassée dans une seule batterie, tandis que dans les décharges partielles elle est sur deux batteries, il s'ensuit que la chaleur développée par l'étincelle conjonctive est à peu près indépendante du potentiel des charges, ce que j'ai déjà montré ailleurs [2]. La seconde, c'est qu'en déchargeant une batterie en trois temps (c'est-à-dire avec une décharge incomplète et deux partielles) on trouve que la chaleur développée par l'étincelle incomplète excède celle que produirait la décharge ordinaire de la même quantité d'électricité entassée dans une seule batterie; cet excès serait, dans le cas pré-

---

(1) Pour plus de brièveté, j'appelle *étincelles ordinaire, incomplète* et *partielle* les étincelles produites par les décharges du même nom.

(2) VILLARI, *Journal de Physique*, t. IX, p. 10; 1880.

cédent, à peu près les trois quarts de la chaleur de la décharge ordinaire. Ce résultat, qui amènerait à des conséquences impossibles, trouve son interprétation lorsqu'on mesure non seulement la chaleur de l'étincelle conjonctive, mais aussi celle développée dans tout le circuit et surtout celle que produit l'étincelle qui a lieu aussi contre l'excitateur.

Je tâchai donc de mesurer la chaleur de cette dernière étincelle; c'est pourquoi je construisis un *thermomètre déchargeur*, qui se composait d'un excitateur dénoué, contenu dans un ballon de verre, qui, remué à propos, fermait ou interrompait le circuit, et avec ce même ballon communiquait un petit tuyau qui contenait une colonne de glycérine et d'eau, laquelle, par son déplacement, mesurait la chaleur développée par l'étincelle dans le thermomètre.

Pour mesurer la chaleur des décharges développée par les deux étincelles, j'introduisis donc les deux thermomètres dans le circuit, qui était composé de fils de cuivre gros et courts, de manière qu'il ne se réchauffait pas sensiblement, et, ayant expérimenté avec beaucoup d'exactitude, je trouvai, comme il fallait s'y attendre, que la chaleur totale produite par les deux étincelles de la décharge ordinaire était égale à la somme de la quantité de celle produite par les étincelles de la décharge incomplète et par celle des deux décharges partielles ([1]).

Enfin je tâchai même de déterminer comment la chaleur des décharges se partageait entre l'étincelle conjonctive et l'étincelle déchargeuse. C'est pourquoi je déchargeais, de la manière ordi-

---

([1]) M. Feddersen remarque, dans une Note (*Beiblätter*, t. IV, p. 405), que la chaleur développée par l'étincelle conjonctive de la décharge incomplète est dans une série de mes expériences les trois quarts, tandis que dans une seconde série elle est seulement la moitié de la chaleur de l'étincelle conjonctive de la décharge ordinaire, ce qu'il rapporte à l'incertitude de mes recherches, car il dit que cette différence est produite sans qu'il y ait eu dans le circuit des variations sensibles. Je ferai remarquer que ces résultats différents furent obtenus au moyen de circuits électriques, dont le premier (rapport $\frac{3}{4}$) était fermé par un excitateur à grosses balles de laiton ($0^m,025$ de diamètre environ), tandis que le second (rapport $\frac{1}{2}$) était fermé à l'aide du thermomètre déchargeur, dont l'excitateur finissait par de petites balles de platine ayant $0^m,002$ environ de diamètre. Ces modifications du circuit sont, je crois, plus que suffisantes, pour donner l'explication des différences que j'ai obtenues : pour les mêmes électrodes les résultats sont suffisamment d'accord entre eux.

naire et au moyen du thermomètre déchargeur, une batterie à travers le thermomètre à étincelles, lequel avait les électrodes mobiles, afin qu'on pût obtenir des étincelles de longueurs différentes dans le même ballon, et je trouvai, comme résultat des différentes expériences que j'ai exécutées, que :

La chaleur totale développée par les étincelles conjonctive et déchargeuse est constante pour une quantité constante d'électricité.

Et, comme il résulte de plusieurs de mes recherches (1) que la quantité de chaleur développée par l'étincelle et la résistance qu'elle rencontre dans les gaz sont proportionnelles à sa longueur, il s'ensuit que :

La somme des longueurs des deux étincelles et la résistance rencontrée par elles dans le gaz doit être constante.

D'où l'on peut aussi conclure que *la quantité d'électricité constituée par la décharge d'un condensateur doit être constante* (cæteris paribus), *quelle que soit la longueur de chacune des deux étincelles.*

Ces conclusions ne sont exactes que lorsque les électrodes des deux thermomètres sont bien égales.

SUR LES LOIS THERMIQUES ET GALVANOMÉTRIQUES DES ÉTINCELLES D'INDUCTION;

PAR M. E. VILLARI

[Extrait par l'auteur (2)].

Après les recherches sur la chaleur développée par les étincelles des condensateurs, j'en exécutai d'autres analogues sur les étincelles des grands inducteurs. Je me servis d'une bobine de

(1) VILLARI, *loc. cit.*, p. 9 et suiv.

(2) *Il Nuovo Cimento*, p. 128-132 (1879) et aussi *Académie des Sciences de Bologne*, 1880.

Ruhmkorff qui pouvait donner des étincelles de $0^{m},35$ de longueur, dont la chaleur était mesurée par un de mes thermomètres à étincelles, tandis que l'intensité du courant inducteur était donnée par une boussole des tangentes placée dans le circuit de la pile.

Ayant fait changer la longueur de l'étincelle dans le thermomètre, je remarquai que, lorsque l'étincelle croît, la chaleur croît d'abord presque proportionnellement à sa longueur; après elle reste presque constante, pour décroître ensuite rapidement jusqu'à zéro. Ces trois phases ou périodes du phénomène sont en relation avec l'intensité du courant que produit l'étincelle induite. J'ai mesuré cette intensité au moyen d'un galvanomètre Wiedemann à fil de cuivre couvert de gutta-percha, et j'ai observé qu'elle est, dans la première période, presque constante, dans la seconde, presque en raison inverse de la longueur de l'étincelle, et enfin, dans la troisième, rapidement décroissante jusqu'à zéro. Cette variation de l'intensité du courant, comparée avec les propriétés de l'étincelle, que j'ai indiquées auparavant ([1]), explique les trois périodes thermiques manifestées par l'étincelle induite. D'ailleurs, en considérant la bobine comme une pile et en lui appliquant les lois connues de Ohm, nous pouvons nous rendre compte du changement de l'intensité du courant induit par le changement de la longueur de l'étincelle.

Ces phénomènes semblent tout à fait différents de ceux des décharges des condensateurs, car la quantité d'électricité qui forme ces dernières est indépendante de la longueur de l'étincelle. Il faut cependant remarquer dans ces décharges que, lorsqu'il y a interruption du circuit, deux étincelles se forment toujours, une dans l'interruption et l'autre contre l'excitateur, et la somme de leurs longueurs reste toujours constante (quand il y a des électrodes égales) pour une charge donnée d'un même condensateur, et, en se mettant avec les décharges des inducteurs dans des conditions analogues, on rencontre des phénomènes semblables. Ainsi, ayant fait passer la décharge induite par deux thermomètres à étincelles dont les électrodes se déplaçaient toujours, de manière que la somme des distances explosives restait constante dans les thermo-

([1]) *Journal de Physique*, t. IX, p. 5-11; 1880.

mètres, on trouve, comme avec les décharges des condensateurs, que la chaleur développée dans chaque étincelle est proportionnelle à sa longueur, que cette même chaleur dans chaque partie de l'étincelle est indépendante de sa longueur, que la résistance de l'étincelle est proportionnelle à sa longueur [1], et que, par conséquent, la résistance totale des deux étincelles, ayant la longueur totale constante, est de même constante, et c'est pourquoi la quantité d'électricité que forme la décharge reste aussi constante.

En se servant d'une intensité différente du courant inducteur, on trouva, comme résultat moyen de beaucoup de mesures, que la chaleur développée par l'étincelle induite croît proportionnellement au carré de l'intensité du courant inducteur; cependant les résultats sont irréguliers. Il sera même utile de faire remarquer ici que MM. Naccari et Bellati, qui ont étudié la chaleur développée dans les tubes de Geissler, ont observé qu'elle était simplement proportionnelle à l'intensité du courant *induit*. Toutefois, ces résultats ne sont peut-être pas si opposés aux miens qu'ils peuvent le paraître tout d'abord, puisque je comparai la chaleur au courant *inducteur* et MM. Naccari et Bellati au courant *induit*.

En attendant, j'ai exécuté sur cette question de nouvelles recherches, dont je publierai sous peu les résultats.

H.-F. WEBER. — Untersuchungen ueber das elementar Gesetz der Hydrodiffusion (Recherches sur la loi élémentaire de l'hydrodiffusion); *Annalen der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. VII, p. 469 et 536 (1879); *Phil. Magazine*, 5e série, t. IX, p. 487 et 523.

En considérant l'analogie du phénomène de la diffusion des liquides avec celui de la propagation de la chaleur à travers les solides, Fick [2] avait été amené à appliquer à l'hydrodiffusion la loi énoncée par Fourier pour la conductibilité. Si la concentration z [3] de la dissolution n'est fonction que d'une coordonnée

---

[1] J'appelle *résistance de l'étincelle* celle que la décharge rencontre dans les gaz en la produisant.

[2] Fick, *Ann. de Pogg.*, t. XCIV, p. 59; 1855.

[3] La concentration représente ici le poids de sel contenu dans l'unité de volume du liquide.

géométrique x et du temps t, la quantité de sel qui traverse dans un élément de temps dt un élément de surface ds sera

$$k \frac{\partial z}{\partial x} ds dt,$$

k étant une constante de diffusion qui dépend de la nature du sel. C'est la quantité de sel qui traverserait l'unité de surface dans l'unité de temps si la dérivée $\frac{\partial z}{\partial x}$ conservait une valeur égale à l'unité. Il en résulte que la concentration en un point est déterminée par l'équation aux dérivées partielles

$$\frac{\partial z}{\partial t} = k \frac{\partial^2 z}{\partial x^2}.$$

Les expériences exécutées par divers auteurs dans le but de vérifier cette loi et de déterminer la constante k présentent un désaccord qui ne peut tenir qu'à un défaut d'exactitude de la loi ou au manque de précision des méthodes employées.

M. Weber s'est proposé de reprendre cette étude avec une méthode très précise. Il a d'abord comparé les forces électromotrices développées par l'emploi de deux lames identiques de zinc, par exemple, qu'il plongeait dans deux dissolutions inégalement concentrées de sulfate de zinc séparées par un diaphragme poreux. Il a employé pour cela la méthode de compensation de du Bois-Reymond. On trouve que le courant est toujours dirigé de la solution la plus faible vers la plus forte, et que la force électromotrice peut être représentée avec exactitude par la fonction parabolique suivante des concentrations :

$$E = A(z_2 - z_1)[1 + B(z_2 + z_1)].$$

z_2 et z_1 sont les concentrations, c'est-à-dire les poids de sel contenus dans l'unité de volume de chaque dissolution; leurs valeurs ont varié de 0,15 à 0,35.

Cette formule permet de ramener la mesure de la différence de concentration de deux dissolutions de sulfate de zinc en contact avec des électrodes de zinc à celle d'une force électromotrice. Cette méthode a l'avantage de permettre l'installation du vase qui contient les dissolutions dans un lieu éloigné, à l'abri de l'agita-

tion et des variations de température. On a employé deux dispositions différentes, la première exigeant des observations poursuivies pendant plusieurs jours, la seconde permettant de vérifier la loi de Fick en quelques heures et de mesurer en moins d'une heure la constante de diffusion.

Première méthode. — Le fond d'un vase cylindrique en verre est occupé par un disque de zinc amalgamé, sur lequel on verse une dissolution concentrée de sulfate de zinc d'une épaisseur l_2. On dispose au-dessus d'elle, sur une hauteur l_1, une seconde dissolution beaucoup moins concentrée du même sel, en ayant soin de la faire arriver par un tube effilé sur un disque de liège qui flotte sur la première. Enfin, on recouvre la seconde dissolution d'une seconde lame de zinc, puis on détermine, à des intervalles de temps égaux, la force électromotrice du système.

Pour vérifier la loi de Fick, il faut intégrer l'équation différentielle citée plus haut. Posons

$$l_1 + l_2 = L.$$

Désignons par z_1 et z_2 les concentrations initiales dans les couches extrêmes en contact avec les lames. L'équation suivante fournit une intégrale particulière satisfaisant à la proposée

$$z = (A \cos hx + B \sin hx) e^{-h^2 kt}.$$

D'autre part, l'état des couches extrêmes fournit la condition

$$\frac{\partial z}{\partial x} = 0$$

pour $x = 0$ et aussi pour $x = L$, quel que soit t. On en déduit

$$B = 0 \quad \text{et} \quad h = \frac{n\pi}{L},$$

n étant entier. L'intégrale générale est donc

$$z = (n) \sum_0^\infty A_n \cos\left(\frac{n\pi}{L} x\right) e^{-\frac{n^2\pi^2}{L^2} kt}.$$

Les conditions initiales permettent de déterminer les con-

stantes A en appliquant le théorème de Fourier. En effectuant ce calcul, on trouve

$$z = \frac{z_1 l_1 + z_2 l_2}{L} - \frac{2(z_2 - z_1)}{\pi}(n)\sum_1^\infty \frac{1}{n}\sin\left(\frac{n\pi l_1}{L}\right)\cos\left(\frac{n\pi}{L}x\right)e^{-\frac{n^2\pi^2}{L^2}kt}.$$

Les concentrations z' et z'' aux couches extrêmes à un instant quelconque seront déterminées par cette formule. En adoptant des valeurs de L assez petites et en choisissant convenablement l_1, on peut faire disparaître ou rendre négligeables la plupart des termes et arriver à une équation de la forme

$$E = A_1 e^{-\frac{\pi^2}{L^2}kt} - B_1 e^{-\frac{5\pi^2}{L^2}kt},$$

A_1 et B_1 étant des constantes. Il convient même de remarquer que le terme en B_1 deviendra rapidement négligeable.

On établissait la compensation par la méthode de du Bois-Reymond, au moyen d'un élément Daniell bien constant, ne variant pas de $\frac{1}{1300}$. Les longueurs $\lambda_0, \lambda_1, \ldots$ du fil employé qu'il fallait intercaler dans la partie commune aux deux circuits, après des intervalles de temps égaux Δt, sont proportionnelles à la force électromotrice E. En conséquence, la quantité

$$\log\left(\frac{\lambda_i}{\lambda_{i+1}}\right) = \eta$$

doit croître d'abord un peu, puis devenir constante quand le terme en B_1 devient négligeable, et l'on a alors

$$k = \eta \frac{L^2}{\pi^2}\frac{1}{\Delta t}.$$

Dans les premières observations, des variations de température ne dépassant pas 2° exercèrent une influence considérable. L'appareil de diffusion, convenablement enveloppé, fut alors installé dans les caves de l'Observatoire fédéral, à Zurich, et les observations furent exécutées six fois par jour, de trois heures en trois heures, pendant douze jours, avec un galvanomètre d'une grande délicatesse. On pouvait apprécier des variations de concentration de $\frac{1}{120}$ de milligramme de sel par centimètre cube. Les

résultats ont été parfaitement d'accord avec les prévisions théoriques, et l'on a trouvé, pour la valeur de la constante k,

$$k = 0,1849,$$

à la température de $9^\circ,5$, les unités fondamentales étant le centimètre, le gramme (poids) et le jour.

Seconde méthode. — Dans le second procédé, entre les deux plaques de zinc, distantes seulement de $5^{mm},2$, on introduit une seule dissolution de sulfate de zinc. On fait alors passer un courant à travers la dissolution, de la lame la plus basse à la plus haute. Le passage du courant détermine dans le voisinage de la lame inférieure une augmentation et près de la lame supérieure une diminution de concentration qui, d'après les recherches de Hittorff, sont toutes deux proportionnelles à l'intensité et à la durée du courant, pourvu qu'on ne dépasse pas certaines limites. Il se développe alors, en sens contraire, un courant de diffusion, de telle sorte qu'on atteint bientôt un état stationnaire. Si alors on interrompt le courant galvanique, on peut observer la marche du courant de diffusion seul. Cette méthode permet de rapprocher à volonté les lames, et par conséquent de rendre la durée de l'expérience aussi petite qu'on veut.

On peut d'abord étudier la diffusion pendant le passage même du courant galvanique, dont nous désignerons l'intensité par I. La concentration z est encore déterminée par l'équation

$$\frac{\partial z}{\partial t} = k\frac{\partial^2 z}{\partial x^2}.$$

D'autre part, la considération des couches extrêmes fournit la relation

$$kq\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right) = h\mathrm{I}$$

pour $x = 0$ et $x = \mathrm{L}$. On en déduit, comme précédemment, l'intégrale générale, et l'on arrive pour la force électromotrice de diffusion à l'expression

$$\mathrm{E} = \mathrm{A}(1 + 2\mathrm{B}z_0)\frac{\mathrm{I}h}{kq}\mathrm{L}\left[1 - \frac{8}{\pi^2}\left(e^{-\frac{\pi^2}{\mathrm{L}^2}kt} + e^{-\frac{9\pi^2}{\mathrm{L}^2}kt} + \dots\right)\right].$$

Cette équation a permis de reconnaître expérimentalement que la

valeur de k n'est nullement affectée par le passage simultané d'un courant galvanique.

Quand on interrompt ensuite le courant galvanique, les différences de concentration produites dans les diverses couches tendent à disparaître par l'action du courant de diffusion. En raisonnant comme précédemment, on trouve alors une expression de la force électromotrice à l'époque t, qui prend rapidement la forme

$$E = Ce^{-\frac{\pi^2}{L^2}kt}.$$

La diminution de la force électromotrice étant, dans ce dernier cas, très rapide, on abandonne la méthode de compensation, qu'on remplace par l'observation du premier écart communiqué à l'aiguille d'un galvanomètre sensible. Ce premier écart étant proportionnel à la force électromotrice cherchée, en l'observant à intervalles égaux et en prenant les rapports des écarts consécutifs, on devait obtenir des résultats constants.

Les nombres obtenus par cette seconde méthode ont été très concordants et sensiblement conformes à la loi de Fick. On a cherché, en particulier, à dégager l'influence de la température, qui est considérable.

Douze séries d'expériences ont donné comme moyennes des valeurs de k variant de 0,1252 pour la température 1°,20 à 0,4146 pour 44°,70. La marche de cette quantité peut être représentée par la formule empirique

$$k = 0,1187(1 + 0,0557t).$$

La loi de Fick suppose aussi que la quantité k ne dépend pas de la concentration moyenne de la dissolution. L'expérience n'a pas entièrement confirmé cette hypothèse. La constante k diminue très lentement quand la concentration croît. La loi élémentaire de Fick doit donc être considérée comme seulement approchée.

Du Bois-Reymond annonça, en 1859, que, pour deux lames de zinc plongées dans une dissolution de sulfate de zinc, la polarisation produite par un faible courant est négligeable. Les résultats obtenus par la seconde méthode de recherche contredisent formellement cette assertion. Ils font voir en même temps que la polarisation est due, au moins en partie, aux variations de la concen-

tration des couches du liquide en contact avec les électrodes. Une expérience très simple permet de s'en assurer. Si les deux lames de zinc sont l'une au-dessus de l'autre, et qu'on fasse passer le courant polarisant de bas en haut, on concentre la couche inférieure. Si on le fait passer de haut en bas, c'est la couche supérieure qui se concentre. Mais alors la pesanteur tend à détruire cet effet, et le courant de polarisation est de cinq à sept fois plus petit.

FOUSSEREAU.

CH. SORET. — Sur l'état d'équilibre que prend, au point de vue de sa concentration, une dissolution saline primitivement homogène, dont deux parties sont portées à des températures différentes; *Archives de Genève*, 3ᵉ période, t. II, p. 48; 1879.

M. Soret s'est proposé de résoudre expérimentalement la question suivante : « Une dissolution primitivement homogène étant placée dans un tube cylindrique vertical dont la partie supérieure est maintenue à une température élevée et la partie inférieure à une température basse, la concentration restera-t-elle uniforme ? » A cet effet, il a employé des tubes dont la partie supérieure, effilée, était chauffée dans un moufle de cuivre mince creusé dans une chaudière, tandis que la partie inférieure de ces tubes, recourbée et effilée, plongeait dans l'eau froide. Ces tubes étaient remplis comme des thermomètres, de manière à ne renfermer aucune bulle d'air, et, quand l'expérience était terminée, on les vidait en cassant la pointe inférieure, puis la pointe supérieure, et l'on recueillait dans trois flacons les portions inférieure, moyenne et supérieure du liquide. On a constamment trouvé que la partie froide était la plus concentrée, et d'autant plus que la concentration primitive de la liqueur était plus considérable.

Pour interpréter ce résultat, M. Soret admet que la quantité de sel qui traverse dans un temps dt l'unité de surface d'un plan horizontal ne dépend que de l'état de la dissolution de part et d'autre de ce plan, c'est-à-dire que, en désignant par x la distance à un plan horizontal pris pour origine, par τ la température, par q la concentration, cette quantité n'est fonction que de q, τ, $\frac{dq}{dx}$ et $\frac{d\tau}{dx}$. Comme d'ailleurs elle doit s'annuler pour $\frac{dq}{dx} = 0$ et $\frac{d\tau}{dx} = 0$, et changer de

signe avec ces quantités, cette fonction ne peut contenir que les puissances impaires de $\frac{dq}{dx}$, $\frac{d\tau}{dx}$ et doit se réduire, au moins comme première approximation, à $\alpha\frac{dq}{dx}+\beta\frac{d\tau}{dx}$, α et β étant des fonctions de q et de τ. L'équation qui régit la diffusion s'obtient dès lors aisément ([1]) ; elle est

$$\frac{dq}{dt}=-\frac{d}{dx}\left(\alpha\frac{dq}{dx}+\beta\frac{d\tau}{dx}\right). \tag{1}$$

Plaçons-nous d'abord dans le cas étudié exclusivement jusqu'ici et où la température est constante dans toute la masse liquide. L'équation (1) devient

$$\frac{dq}{dt}=-\alpha\frac{d^2q}{dx^2}-\frac{d\alpha}{dq}\left(\frac{dq}{dx}\right)^2.$$

L'expérience établit, comme on sait ([2]), que le second terme de cette expression est à peu près négligeable.

Dans le cas où s'est placé M. Soret, l'équilibre final serait défini par l'équation

$$\alpha\frac{dq}{dx}+\beta\frac{d\tau}{dx}=0;$$

β est un second coefficient de diffusion qui joue par rapport à la température le même rôle que le coefficient de diffusion ordinaire α joue par rapport à la concentration. En désignant par ρ la densité du liquide, la quantité $\frac{\beta}{\rho^2}$, d'après les expériences de M. Soret, croîtrait rapidement avec la concentration, mais elle serait très faible par rapport à α.

E. BOUTY.

([1]) On l'obtient, comme l'équation ordinaire $\frac{dq}{dt}=-\alpha\frac{d^2q}{dx^2}$ de la diffusion, en écrivant que la quantité dont s'enrichit dans le temps dt une tranche d'épaisseur dx est égale à la différence des quantités de sel traversant les deux plans qui la limitent.

([2]) *Voir*, par exemple, les expériences de Weber (*Journal de Physique*, t. IX, p. 330; 1880).

Le P. J. DELSAULX. — Sur la loi de force de M. Clausius entre courants élémentaires (*Société scientifique de Bruxelles,* 30 octobre 1879).

L'auteur s'est proposé de rechercher des vérifications expérimentales de la loi des actions électrodynamiques que M. Clausius a déduite de l'hypothèse d'un seul fluide électrique en mouvement. Il trouve deux expériences, qui doivent donner des résultats différents suivant qu'on adopte la formule de M. Clausius ou celle d'Ampère.

Soit d'abord un solénoïde fini, dirigé suivant la bissectrice d'un courant rectangulaire indéfini. D'après la loi d'Ampère, l'action du courant sur le solénoïde se réduit à un couple. D'après la loi de M. Clausius, cette action se réduit au contraire à une force unique, appliquée en un point déterminé de l'axe. Donc, en fixant ce point unique, on doit pouvoir établir l'équilibre; de plus, le moment de la force unique de M. Clausius par rapport au centre de figure du solénoïde n'est pas égal au moment du couple d'Ampère. On peut donc, de deux manières différentes, comparer les résultats des deux théories.

Soit ensuite un solénoïde perpendiculaire à la bissectrice d'un courant angulaire indéfini ainsi qu'au plan de ce courant : c'est le cas de l'expérience de Biot et Savart.

La loi de M. Clausius indique que les carrés des durées d'oscillation sont proportionnels aux cubes des distances du solénoïde au sommet de l'angle parcouru par le courant. Au contraire, les mesures de Biot et Savart, d'accord avec la formule d'Ampère, indiquent que les carrés de ces durées sont proportionnels à la première puissance de ces distances. G. LIPPMANN.

D.-J. KORTEWEG. — Ueber die Veränderung der Form und des Volumens dielectrischer Körper unter Einwirkung electrischer Kräfte (Sur le changement de forme et de volume des corps diélectriques sous l'influence de forces électriques): *Ann. der Physik und Chemie,* nouvelle série, t. IX, p. 48; 1880.

Dans ce Mémoire, M. Korteweg calcule les changements de volume d'une substance diélectrique sous l'influence de forces élec-

triques, en admettant avec Clausius que dans l'intérieur d'une substance diélectrique il se trouve des corpuscules conducteurs et compressibles renfermés dans un milieu isolant.

L'auteur rappelle d'abord que la capacité inductrice spécifique k d'une substance isotrope est indépendante de la direction de la force électromotrice; si l'on vient à presser la substance d'un seul côté, k change avec la direction considérée et devient, par exemple, $k + x_{1a}$ dans la direction de la compression et $k + x_{2a}$ dans la direction perpendiculaire à la compression.

Si, de plus, $T\omega$ est le travail nécessaire pour communiquer à un élément de volume ω du diélectrique isotrope la compression unilatérale, le travail est le même dans toutes les directions de compression tant que la substance n'est soumise à aucune force électromotrice; mais, en présence d'une telle force F, ce travail de compression change avec la direction et devient, par exemple, $\omega(T + \Delta_{T_1})$ pour une compression dirigée dans le sens de la force F et $\omega(T + \Delta_{T_2})$ pour une direction perpendiculaire à cette même force F.

Enfin, si un corps conducteur A, alternativement chargé et déchargé par une quantité d'électricité φ, est placé dans le voisinage de conducteurs B isolés et primitivement à l'état neutre, si l'on vient à déplacer les conducteurs B en même temps qu'on les déforme par des pressions et des tractions, les forces électriques accompliront un travail $\frac{1}{2}\varphi(V_1 - V_2)$, V_1 étant le potentiel initial et V_2 le potentiel final du corps A.

En appliquant ces considérations à un système où le corps A est une sphère conductrice de rayon R, entourée d'une couche sphérique de verre d'épaisseur d, de rayon r et dans laquelle se trouvent les corpuscules B, M. Korteweg trouve qu'une bouteille de Leyde sphérique et primitivement à l'état neutre éprouve par la charge une dilatation égale à

$$\frac{k' V^2 r^3}{2\varepsilon d^2}.$$

Dans cette formule, V est la différence de potentiel des armatures, r le rayon de la bouteille, d son épaisseur, k' et ε deux constantes.

Ce résultat est en contradiction avec les expériences de M. Du-

ter [1], établissant que la dilatation électrique d'une bouteille de Leyde sphérique est en raison inverse de son épaisseur, et non en raison inverse du carré de cette épaisseur, comme le voudrait la théorie de M. Korteweg. D'ailleurs, de nouvelles expériences de M. Righi [2], exécutées par une méthode différente de celle de M. Duter, confirment la loi de la simple épaisseur.

L'hypothèse de M. Korteweg n'est donc pas justifiée; lui-même fait remarquer qu'elle n'est pas nécessaire et que, s'il l'a choisie, c'est qu'elle se prête très commodément aux calculs.

E. Duter.

O.-E. MEYER et F. AUERBACH. — Ueber die Ströme der Gramme'schen Maschine (Sur les courants de la machine de Gramme); *Ann. der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. VIII, p. 494 (1879) et t. IX, p. 676 (1880).

Les auteurs ont étudié l'intensité des courants produits par une machine de Gramme [3] quand on fait varier soit le nombre des tours, soit la résistance interpolaire. En désignant par n le nombre de tours par seconde, par w la résistance totale, par i l'intensité du courant mesurée à la boussole, on a pour chaque valeur particulière de w une formule telle que

$$n = \frac{ai}{m + \operatorname{arc\,tang} i},$$

dans laquelle a et m représentent deux constantes. Quand on change la résistance w, a varie à peu près proportionnellement à cette résistance;

$$a = a_0 w,$$

et m demeure sensiblement constant. Plus exactement, a_0 et m décroissent lentement à mesure que w augmente, d'après une loi que les auteurs renoncent à déterminer.

Ils se bornent à résumer leurs expériences par un Tableau à double entrée que nous reproduisons ici en partie, et dans lequel les valeurs

---

[1] *Journal de Physique*, t. VIII, p. 82; 1879.
[2] *Journal de Physique*, t. IX, p. 203; 1880.
[3] Modèle ordinaire: Fontaine, *Éclairage à l'électricité*, *fig.* 35, p. 121.

de i sont exprimées en prenant pour unité de force électromotrice celle de 1[él] de Grove et pour unité de résistance l'unité Siemens.

w	*n*										
	20	40	70	100	200	300	400	500	600	700	800
1,75.	0,0221	0,0475	0,0962	0,160	1,027	4,64	7,84	10,46	12,78	14,30	16,05
2....	0,0190	0,0418	0,0776	0,127	0,87	4,10	6,92	9,04	10,82	12,50	14,42
2,25.	0,0171	0,0345	0,0690	0,109	0,62	2,99	6,01	8,51	10,21	11,84	12,89
2,5..	0,0152	0,0314	0,0590	0,099	0,54	2,52	5,10	7,80	9,53	10,70	11,94
2,75.	0,0137	0,0290	0,0550	0,090	0,50	2,11	4,26	6,92	8,41	9,55	11,03
3....	0,0125	0,0259	0,0536	0,0837	0,47	1,77	3,54	5,87	7,70	8,98	10,12
3,5..	0,0103	0,0209	0,0440	0,068	0,38	1,10	2,13	3,58	5,51	7,00	8,52
4....	0,0087	0,0178	0,0350	0,050	0,159	0,435	0,791	1,58	3,40	5,29	7,04
5....	0,0072	0,0144	0,0259	0,0373	0,0913	0,221	0,383	1,103	2,74	3,88	5,06
7....	0,0053	0,0110	0,0196	0,028	0,061	0,135	0,228	0,51	0,82	1,14	1,37
10....	0,0034	0,0072	0,0133	0,0194	0,0361	0,0837	0,121	0,224	0,392	0,430	0,466
20....	0,0019	0,0037	0,0064	0,0092	0,017	0,0302	0,0418	0,560	0,0711	0,085	0,107
50....	0,0008	0,0016	0,0026	0,0036	0,0080	0,0133	0,0175	0,0270	0,0331	0,0372	0,0418
200....	0,0002	0,0004	0,0007	0,009	0,0016	0.0026	0,0034	0,0046	0,0059	0,0074	0,0091

Dans une addition à leur Mémoire primitif les auteurs citent des expériences analogues aux leurs faites par M. J. Hopkinson [1] sur une machine dynamo-électrique de Siemens, construite par M. G. Siemens de Londres. La machine de Siemens et celle de Gramme se comportent à peu près de la même manière.

E. Bouty.

E. PIAZZOLI. — **Influenza della magnetizazione sulla tenacità del ferro (Influence de l'aimantation sur la ténacité du fer)**; *Acad. Gioenia*, 4 janvier 1880. Catane.

La résistance des fils de fer doux à la rupture augmente sous l'action d'une hélice magnétisante qui entoure ces fils. Ce résultat a été fourni par les moyennes d'un grand nombre d'expériences.

L'influence de l'aimantation est moindre que l'écart maximum entre les nombres qui ont servi à calculer chaque moyenne.

G. Lippmann.

---

(1) J. Hopkinson, *On electric lighting;* First paper (*Proceedings of the meeting of the institution of mechanical engineers, in London,* 25 *april* 1879).

VÉRIFICATION EXPÉRIMENTALE FAITE PAR S. CARNOT DU PRINCIPE QU'IL A DÉCOUVERT;

PAR M. G. LIPPMANN.

On sait que les *Réflexions sur la puissance motrice du feu* ont été publiées en 1824 [1]. Dans cet Ouvrage, S. Carnot établissait l'un des deux principes qui constituent la Thermodynamique; il créait ainsi l'une des moitiés d'une science dont personne avant lui ne semblait avoir eu l'idée. L'œuvre de Carnot a passé inaperçue pendant dix ans. Aujourd'hui on admet le principe qu'il a découvert, mais on n'a pas encore achevé de rendre justice à ce grand physicien. On semble n'avoir pas assez remarqué que S. Carnot a donné à son principe un énoncé et une démonstration inattaquables. Carnot, en effet, a formulé sa loi sous une forme directement vérifiable par l'expérience, et il fait appel à l'expérience pour la vérifier.

Rappelons d'abord une définition. Carnot appelle *puissance motrice de la chaleur* dans une machine la quantité de travail fournie par la machine pour chaque unité de chaleur prise au foyer : c'est, en d'autres termes, le nombre de kilogrammètres fournis pour chaque calorie prise au foyer (p. 8). On remarquera que la puissance motrice est précisément, dans une machine motrice, la qualité qui intéresse en premier lieu l'ingénieur ou l'industriel, puisque c'est la quantité de travail que l'on peut obtenir par calorie dépensée ou, ce qui revient au même, par kilogramme de charbon brûlé.

Cela posé, Carnot énonce la loi suivante :

Deux machines quelconques ont la même puissance motrice, à condition qu'elles fonctionnent entre les mêmes températures, c'est-à-dire à condition que les températures du foyer et du réfrigérant soient les mêmes dans les deux machines; en d'autres termes, le choix de la substance dont on utilise la dilatation est indifférent.

---

[1] Réimprimées en 1872 dans les *Annales de l'École Normale;* et rééditées séparément par la librairie Gauthier-Villars, Paris, 1878.

Carnot vérifie cette loi directement ; il détermine séparément et numériquement les puissances motrices de trois machines différentes à l'aide des données expérimentales qu'il possède : il obtient ainsi des nombres qu'il compare, et il constate que ces nombres sont égaux ou suffisamment voisins de l'être, à condition que les machines soient, deux à deux, comparées dans le même intervalle de température.

« Nous chercherons ici, dit Carnot (p. 40), à évaluer d'une manière absolue la puissance motrice de la chaleur et, afin de vérifier notre proposition fondamentale, afin de vérifier si l'agent mis en œuvre pour réaliser la puissance motrice est réellement indifférent relativement à la quantité de cette puissance, nous en choisirons successivement plusieurs : l'air atmosphérique, la vapeur d'eau, la vapeur d'alcool. Supposons que l'on emploie d'abord l'air atmosphérique. »

Carnot trouve que l'air atmosphérique dilaté à 1° et comprimé à 0° fournit un travail de $0^{\text{kgm}},372$ pour une dépense de $0^{\text{cal}},267$ prise au foyer. Le premier de ces nombres est obtenu au moyen du coefficient de dilatation $\frac{1}{267}$, admis de son temps ; le second est déduit des expériences de Delaroche et Bérard (p. 41-46). Le quotient du premier nombre par le second $\frac{372}{267} = 1,395$ est la puissance motrice d'une machine à air dans l'intervalle de 0° à 1° C.

Carnot considère en second lieu une machine à vapeur d'eau. Il montre que, si on la considérait dans l'intervalle de 99° à 100° C., sa puissance motrice serait 1,112, nombre qui s'écarte sensiblement (de $\frac{1}{4}$) du nombre trouvé pour l'air, parce que l'intervalle des températures n'est pas le même que pour l'air. « Il faut observer, dit-il (p. 47), que dans ce cas les températures des corps A et B étaient 1° et 0°, tandis qu'ici elles sont 100° et 99°. La différence est bien la même, mais elle ne se trouve pas à la même hauteur dans l'échelle thermométrique. Il aurait fallu, pour faire une comparaison exacte, évaluer la puissance motrice développée par la vapeur formée à 1° et condensée à 0° ; il aurait fallu, en outre, pouvoir connaître la quantité de chaleur contenue dans la vapeur formée à 1°.

» La loi due à MM. Clément et Desormes, et rapportée ci-dessus (p. 36), nous fournit cette donnée.... En faisant usage de cette donnée et raisonnant d'ailleurs absolument comme nous l'avons

fait pour l'eau à 100°, on trouve, ainsi qu'il est facile de s'en assurer,

$$1,290.$$

» .... Ce nombre se rapproche plus que le premier de 1,395; il n'en diffère plus que de $\frac{1}{13}$, erreur qui n'est pas hors des limites présumables, eu égard au grand nombre de données de diverses espèces dont nous avons été forcés de faire usage pour arriver à ce rapprochement. Ainsi se trouve vérifiée, dans un cas particulier, notre loi fondamentale.

» Nous examinerons un autre cas, celui où l'on fait agir la chaleur sur la vapeur d'alcool. »

Comparées dans l'intervalle de 77°,7 et 78°, 7 C., les vapeurs d'eau et d'alcool ont respectivement des puissances motrices que Carnot trouve égales à 1,212 et 1,230; ces nombres ne diffèrent que de $\frac{1}{50}$. On a ainsi une deuxième vérification.

Carnot ajoute enfin (p. 50):

Nous aurions désiré pouvoir faire d'autres rapprochements de ce genre, pouvoir calculer, par exemple, la puissance développée par l'action de la chaleur sur des solides et des liquides, par la congélation de l'eau, etc.; mais la Physique actuelle nous refuse les données nécessaires ([1]).

» La loi fondamentale que nous avions en vue de confirmer nous semblerait exiger cependant, pour être mise hors de doute, des vérifications nouvelles; elle est assise sur la théorie de la chaleur telle qu'on la conçoit aujourd'hui, et, il faut l'avouer, cette base ne nous paraît pas d'une solidité inébranlable. Des expériences nouvelles pourraient seules décider la question; en attendant, nous nous occuperons d'appliquer les idées théoriques ci-dessus exposées, en les regardant comme exactes, à l'examen des divers moyens proposés jusqu'à présent pour réaliser la puissance motrice de la chaleur. »

On voit avec quelle netteté Carnot insiste sur la démonstration *expérimentale* de sa loi; il la présente comme un fait à constater, et il consacre dix pages de son Ouvrage, qui n'en a que soixante-

---

([1]) « Celles qui nous manquent sont la force expansive qu'acquièrent les solides et les liquides par un accroissement donné de température, et la quantité de chaleur absorbée ou abandonnée dans le changement de volume de ces corps. »

cinq, à effectuer cette démonstration avec toutes les données qu'il possède.

Pourtant on ne trouve dans d'excellents Traités, comme due à Carnot, qu'une démonstration *a priori* fondée sur l'indestructibilité du calorique, démonstration que Carnot présente en effet comme conforme aux idées de son temps, mais sur laquelle il a soin de faire des réserves. Cette omission tient sans doute à ce que l'Ouvrage de Carnot a été épuisé et introuvable pendant longtemps. Sur d'autres points encore, le travail de Carnot nous paraît être une mine imparfaitement explorée.

En Angleterre, un éminent physicien a dignement continué l'œuvre de Carnot et étendu sa démonstration; à l'aide des données plus nombreuses et plus exactes que l'on possédait en 1848, sir W. Thomson a étendu la démonstration à cinq agents différents: l'eau, l'air, l'éther sulfurique, l'alcool et l'essence de térébenthine.

Il est bon de remarquer que l'énoncé de la loi de Carnot et la démonstration que nous venons d'en rappeler n'impliquent en aucune façon la question de la transformation ou de la conservation du calorique. En effet, Carnot compare au travail produit la chaleur cédée par le foyer; quant à la chaleur reçue par le réfrigérant, elle n'intervient pas : par conséquent, il est ici indifférent de savoir si cette dernière quantité de chaleur est égale à la chaleur dépensée ou si elle est moindre. C'est pourquoi nous disions, en commençant, que l'œuvre de Carnot est inattaquable. Tel est d'ailleurs le privilège des énoncés et des démonstrations que l'on peut rattacher directement à l'expérience : c'est d'être toujours également certains, quel que soit le progrès des théories.

APPAREILS ET EXPÉRIENCES POUR LES DÉMONSTRATIONS ÉLÉMENTAIRES D'OPTIQUE;

PAR M. GARIEL.

I.

Nous avons fait connaître dans une précédente Communication (1)

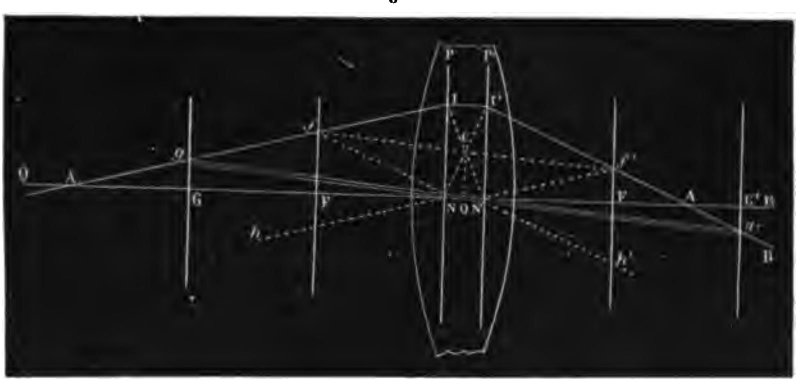
---

(1) Voir *Journal de Physique*, t. IV, p. 140; 1875.

quelques appareils qu'il nous paraissait intéressant d'introduire dans les Cours élémentaires pour la démonstration et l'explication des lois de l'Optique géométrique. Nous avons eu, depuis cette époque, l'occasion d'étudier à nouveau et de simplifier la construction de ces appareils schématiques, ce qui nous a permis d'étendre leur emploi.

Dans la *fig.* 1, qui reproduit la construction du rayon émergent correspondant dans une lentille à un rayon incident donné, il est

Fig. 1.



facile de démontrer que les trois points f, C et f' sont constamment en ligne droite. Comme le point C est indépendant de la direction du rayon incident et que les longueurs Cf et Cf' sont égales, on en conclut immédiatement que, dans les changements de direction des rayons, les déplacements des points f et f' sont égaux et de sens contraires, d'où résulte que, si ces points sont reliés par un fil passant à la partie supérieure sur une ou plusieurs poulies, et dont la longueur soit invariable, les déplacements des points f et f' correspondent précisément aux changements dus à l'action de la lentille.

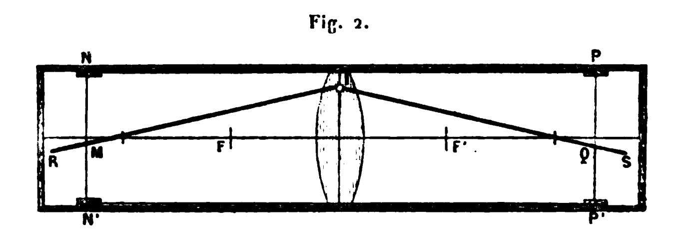
L'appareil que nous avons construit (*fig.* 2) convient au cas où l'on néglige l'épaisseur de la lentille; il y aurait peu de changements à y introduire pour passer au cas général : il suffirait que les deux rayons correspondants vinssent aboutir sur les deux plans principaux à la même distance de l'axe.

Les deux rayons mobiles RI, SI sont fixés par une glissière à un circuit rectangulaire passant sur quatre poulies, et dont la conti-

nuité assure que l'entraînement des tiges représentant les rayons aura lieu quel que soit le sens du mouvement. Il n'y a pas lieu d'insister davantage sur le fonctionnement de l'appareil, qui se comprend aisément.

Le mode de liaison que nous venons de signaler nous a permis

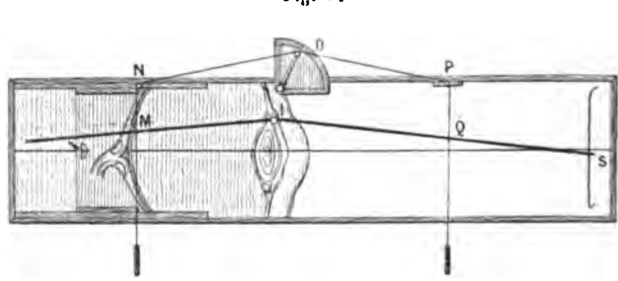
Fig. 2.



d'établir un appareil schématique (*fig.* 3) permettant de faire comprendre les principales questions physiques qui se rattachent à la vision.

L'œil, formé de milieux successifs divers, peut, au point de vue optique, être remplacé, comme l'a montré Listing, par une seule surface réfringente (œil réduit). La méthode précédemment in-

Fig. 3.



diquée se trouve alors applicable, et, par l'emploi d'un fil reliant le rayon réfracté dans l'œil au rayon incident, on peut aisément montrer les divers cas qui peuvent se présenter.

Mais il fallait, en outre, faire comprendre les effets produits par l'accommodation, c'est-à-dire par une augmentation de convergence de l'œil : il eût suffi, pour produire ce résultat, d'augmenter la longueur du fil reliant les deux rayons. Ce moyen n'était pas pratiquement commode; on peut aisément le remplacer en forçant le

fil à passer en un point déterminé dont on varie la position. Nous sommes arrivé au résultat en l'astreignant à passer sur une petite poulie O située à l'extrémité d'un bras mobile autour du centre. Lorsque le bras passe de la verticale à l'horizontale, tout se passe comme si les milieux réfringents devenaient plus convergents, c'est-à-dire comme si l'œil passait de l'état de repos à l'état d'accommodation maxima; le bras se meut d'ailleurs sur un arc de cercle qui peut être gradué et fournit ainsi à l'auditoire une indication visible de l'état d'accommodation.

Pour que l'appareil pût être réellement utile aux étudiants en Médecine, auxquels il est spécialement destiné, il fallait qu'il pût représenter à volonté les états de l'œil correspondant à l'emmétropie, à la myopie, à l'hypermétropie. Nous avons atteint ce résultat simplement en dessinant la partie qui représente la coupe de la rétine sur une pièce mobile que l'on peut faire glisser dans des coulisses, de manière à changer la longueur du diamètre antéro-postérieur de l'œil et à faire passer celui-ci par tous les degrés d'amétropie compris entre l'extrême myopie et l'hypermétropie exagérée.

Nous croyons, d'après l'expérience faite en 1879 à la Faculté de Médecine de Paris, que cet appareil peut rendre de réels services dans le cas de Cours spéciaux où la discussion des formules même les plus simples est presque impossible.

II.

Les mêmes conditions que nous venons d'invoquer en faveur de nos appareils schématiques nous ont conduit à présenter sous une nouvelle forme un certain nombre d'expériences relatives à l'Optique géométrique.

Lorsque l'on étudie les effets produits par les lentilles, on dessine au tableau la marche géométrique des rayons, le plan du tableau étant le plan dans lequel se meuvent et restent les rayons. Puis, pour vérifier les résultats indiqués, on fait passer un faisceau à travers une lentille, et l'on étudie les sections faites dans le faisceau émergent par un plan que l'on place transversalement au faisceau et à diverses distances de la lentille. Bien que la relation entre la figure et l'expérience soit des plus simples, nous avons dû recon-

naître à plusieurs reprises qu'elle n'était pas toujours comprise, et nous avons cherché à parer à cet inconvénient; après divers essais qu'il serait sans intérêt de rappeler ici, nous sommes arrivé, croyons-nous, à une disposition pratique qui nous paraît appelée à rendre des services. Le principe, fort simple d'ailleurs, consiste à couper les faisceaux que l'on veut étudier par un écran en glace dépolie que l'on place presque parallèlement à l'axe. On a alors une section du faisceau sensiblement plane qui est très nettement visible, même dans un grand amphithéâtre, si l'on y peut obtenir une obscurité à peu près complète.

Il y a bien souvent un grand intérêt à opérer sur un faisceau lumineux que l'on perd trop souvent de vue dans l'étude, pour ne considérer que la marche géométrique d'un ou de deux rayons; mais, en interposant un écran percé de fentes parallèles fines, on peut rendre visibles deux ou trois pinceaux lumineux que l'on peut confondre avec des rayons; si même on dispose d'une source vive de lumière, il est possible, en interposant des verres diversement colorés, de distinguer les rayons, dont la marche se suit avec une facilité plus grande encore.

En plaçant sur le trajet du faisceau ou de ses rayons et perpendiculairement à l'écran, ou à peu près, un miroir plan, des miroirs cylindriques en verre argenté, par exemple, on se rend un compte exact de l'action de ces surfaces réfléchissantes dans ces différents cas. On peut également interposer des lames à faces parallèles, des prismes, des lentilles cylindriques, etc. Dans tous les cas, les rayons lumineux réellement visibles dessinent sur l'écran la même figure géométrique que le professeur a tracée au tableau.

Nous avons disposé également une cuve cylindrique remplie d'eau et qui présente sur une base placée verticalement un écran en verre dépoli. En plaçant ce petit appareil à peu près parallèlement à l'axe du faisceau et coupant celui-ci, on met en évidence très simplement les phénomènes de la réfraction dans les divers cas, celui de la réflexion totale, etc., et les faits signalés sont aisément compris.

Le faisceau est obtenu par la lanterne de projection, dont l'usage est généralement répandu maintenant : une lentille cylindrique ou seulement sphérique pour donner au faisceau la forme la plus convenable, des écrans convenablement entaillés suffisent à fournir le

faisceau sur lequel on opère. Le reste est également fort simple et peu coûteux.

Nous ajouterons que, pour rendre commodes les expériences avec la cuve de réfraction, il importe que le faisceau horizontal fourni par la lanterne puisse tomber sur la surface de réfraction dans une direction quelconque ; nous avons combiné, à cet effet, un système articulé comprenant deux miroirs et qui satisfait absolument à cette condition.

Dès l'année 1877-1878, nous avions essayé un mode d'expérimentation analogue en coupant simplement les faisceaux par le tableau noir ; mais ce n'est que de l'an dernier (1879) que, par l'emploi de l'écran dépoli, nous sommes arrivé à des résultats véritablement satisfaisants.

Nous croyons devoir ajouter que, à l'Exposition universelle de 1878, M. Rosenberg présentait des appareils analogues, au moins comme but, à ceux dont nous nous occupons aujourd'hui ; ces appareils schématiques étaient conçus dans le même esprit que ceux que nous avons présentés en 1874, et, pour la reproduction lumineuse des figures de l'Optique géométrique, les résultats qu'il obtenait ne nous ont pas paru plus satisfaisants que ceux que nous avions essayés sur un tableau vertical et exigeaient une installation irréalisable dans le cas d'un auditoire nombreux, et que nous avons pu éviter par la disposition que nous venons de décrire.

INFLUENCE DE LA VITESSE DE PROPAGATION DU SON DANS LE CHOC DES CORPS ÉLASTIQUES ;

PAR M. B. ÉLIE.

Si l'on rend solidaires, à l'aide de ciment, de fils ou autrement, plusieurs billes extrêmes de l'appareil à boules d'ivoire suspendues des cabinets de Physique, la bille choquante de l'autre extrémité reste au repos après le choc, fait contraire à la théorie ordinaire, qui indique une vitesse négative : car si $M' > M$, on a

$$V = \frac{M - M'}{M + M'} v.$$

Mais ce fait concorde parfaitement avec la théorie de M. de

Saint-Venant (¹), qui, dans le cas de corps parfaitement élastiques, a montré que l'effet d'un choc dépend essentiellement des masses parcourues par l'ébranlement moléculaire en un même temps.

Soient m, m', k, k', a, a', v, o, V, V' les masses de l'unité de longueur, les vitesses du son, les longueurs, les vitesses initiale et finale de deux cylindres de même diamètre, l'un choquant, l'autre choqué ; on peut admettre

$$\frac{a}{k} < \frac{a'}{k'}$$

et poser

$$\lambda = \frac{mk - m'k'}{mk + m'k'} \quad \text{et} \quad \frac{a}{k} : \frac{a'}{k'} = n.$$

Or, d'après la théorie donnée par M. de Saint-Venant, il y a deux cas à considérer :

1° Si $mk < m'k'$, on a

$$V = \lambda v, \quad V' = \frac{ma}{m'a'}(1 - \lambda)v.$$

2° Si $mk > m'k'$, les valeurs de V et de V' sont

$$V = \lambda^n v, \quad V' = \frac{ma}{m'a'}(1 - \lambda^n)v.$$

Dans l'expérience citée, on a

$$m = m', \quad k = k',$$

ce qui donne

$$mk = m'k', \quad \lambda = 0,$$

et par suite

$$V = 0.$$

En modifiant la nature des billes, on a d'autres vérifications.

NOUVELLE FORME DE PLATINE POUR LES MACHINES PNEUMATIQUES ;

PAR M. A. TERQUEM.

L'emploi des platines sur lesquelles on pose habituellement les cloches dans lesquelles on doit faire le vide présente plusieurs in-

(¹) *Journal de Liouville*, 2ᵉ série, t. XII, p. 237 ; 1867.

convénients : 1° les platines ainsi que les cloches doivent être dressées avec le plus grand soin, ce qui rend les unes et les autres assez coûteuses; 2° même quand les platines sont isolées de la machine pneumatique, le transport de la cloche avec la platine n'est pas très commode; 3° quelque précaution que l'on prenne, il est impossible d'empêcher d'une manière absolue la rentrée de l'air. Aussi ne peut-on pas, dans des cloches posées sur des platines, pousser le vide aussi loin qu'on peut le faire avec des pompes à mercure, introduire divers gaz purs à un grand degré de raréfaction. Les décharges électriques dans les gaz très raréfiés ne peuvent donc y être faites, comme dans les tubes de Crookes et de Geissler, et cependant ce serait surtout dans des cloches assez larges qu'on devrait étudier ces décharges, parce qu'on serait ainsi à l'abri de l'action condensante des parois.

Pour parer à ces inconvénients, j'ai eu l'idée de me servir d'une platine d'une construction très simple, qui présente l'avantage d'empêcher d'une manière absolue la rentrée de l'air et permet en outre d'employer des cloches non rodées, mais d'un diamètre approprié aux dimensions de la platine.

Cette platine est formée d'une plaque circulaire de laiton de $0^m,001$ environ d'épaisseur, dans laquelle on a pratiqué au tour à repousser une rigole circulaire de $0^m,02$ de profondeur et de $0^m,01$ de largeur, à quelques centimètres du bord extérieur. Le diamètre moyen de la rigole est égal à celui de la cloche qu'on doit poser sur la platine.

Pour opérer le mastiquage de la cloche, on pose la platine au-dessus d'un vase contenant de l'eau que l'on porte peu à peu à l'ébullition; on place dans la rigole un mastic fondant vers 60°. J'ai employé celui dont on se sert pour mastiquer les diverses pièces qui constituent la machine pneumatique de M. F. Carré, et qui est formé d'un mélange de résine, de cire et de suif. On pourrait évidemment employer beaucoup d'autres mastics fusibles au-dessous de 100°, et même des mastics se posant à froid et durcissant peu à peu. Quand le mastic est fondu, on introduit le bord de la cloche dans la rigole sur le fond de laquelle on la laisse reposer; on continue à chauffer quelque temps, puis on laisse refroidir le tout en place. Quand le mastic est complètement durci, on peut soulever la cloche : la platine y reste adhérente. Posée sur une table, cette

dernière repose par le fond de la rigole. Comme le mastic que j'ai employé prend un retrait assez grand par la solidification, on peut, pour plus de sûreté, remplir la partie libre extérieure de la rigole avec le même mastic un peu ramolli, que l'on y fait fondre ensuite à l'aide de la flamme d'une lampe Bunsen que l'on promène sur la platine le long de la paroi extérieure de la cloche.

Avec une platine de cette forme, il faut employer évidemment une cloche tubulée. Au lieu de la garniture habituellement placée autour de la tubulure de la cloche, j'ai pris un bouchon de caoutchouc traversé par un tube recourbé à angle droit et portant un robinet. Ce robinet est identique à ceux qui se trouvent dans la machine pneumatique de M. F. Carré. La boîte du robinet est fermée en bas ; elle est plus haute que la clef, de telle sorte que, au-dessus de celle-ci, on met une légère couche d'huile. Pour les expériences d'électricité dans le vide, on visse sur la partie inférieure du tube servant à faire le vide une tige terminée par une boule ; le tube porte des ouvertures latérales pour l'aspiration de l'air de la cloche. On peut aussi prendre un tube en T avec le robinet sur le tube horizontal, le tube vertical étant fermé par un robinet à vis pour la rentrée de l'air. Pour les évaporations dans le vide, il est bon de fermer le tube d'aspiration à la partie inférieure ou de le prolonger par un ajutage jusqu'à la platine, afin que les poussières entraînées par l'air lors de sa rentrée ne tombent pas sur la substance que l'on doit conserver.

On peut évidemment modifier de bien des manières le robinet supérieur, son mode de fixage à la cloche, ainsi que la platine ; on pourrait même se servir de cylindres munis de deux platines qui y seraient fixées par le même procédé. Je crois que, ces platines à rigole étant très peu coûteuses, on pourrait, dans les cabinets de Physique, en avoir un certain nombre préparées d'avance avec leur cloche pour les diverses expériences que l'on fait avec la machine pneumatique, dont la platine devrait être supprimée comme désormais inutile. Pour les laboratoires de Chimie et les évaporations dans le vide, il serait facile de faire confectionner ces platines en verre ou en porcelaine.

J.-L. SCHÖNN. — Ueber ultraviolette Strahlen (Sur les rayons ultra-violets); *Ann. der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. IX, p. 483, t. X, p. 143; 1880.

L'auteur donne la description d'un spectroscope qui permet d'observer les raies ultra-violettes avec une netteté suffisante pour que l'on puisse déterminer avec exactitude la position qu'elles occupent. Les prismes et les lentilles qui entrent dans la construction de ce spectroscope sont en quartz. On peut, au moyen d'une lentille en quartz, concentrer la lumière sur la fente du collimateur.

L'oculaire de la lunette est un oculaire fluorescent analogue à celui qui a été imaginé par M. Soret (1), mais d'une construction beaucoup plus simple. On l'obtient tout simplement en disposant devant l'oculaire une feuille de papier très mince, Papier-calque, imbibée de sulfate de quinine. L'axe de l'oculaire n'est pas incliné comme celui de M. Soret; il coïncide, comme cela a lieu d'ordinaire, avec l'axe de la lunette.

On peut observer avec cet appareil les rayons lumineux qui sont à une distance de la raie H six fois plus grande que la longueur habituelle du spectre.

En faisant passer les décharges d'une bobine de Ruhmkorff avec l'adjonction d'une bouteille de Leyde entre des boules de différents métaux, on a pu observer les spectres ultra-violets de ces métaux.

Si l'on compare les résultats obtenus par cette méthode avec ceux qui sont donnés par la Photographie, on reconnaît qu'il y a concordance parfaite.

Au moyen de ce spectroscope, on peut facilement étudier dans la partie ultra-violette les phénomènes d'absorption produits par différentes substances. On a pu observer en particulier que l'absorption des rayons ultra-violets, très considérable pour l'eau, est au contraire très faible pour un bloc de glace.

Dans la seconde Partie de son travail, l'auteur donne la description des spectres ultra-violets du sodium, du strontium et du lithium. Il étudie ensuite l'absorption des rayons ultra-violets par diverses substances. Voici quels sont les principaux résultats obtenus.

---

(1) Voir *Journal de Physique*, t. III, p. 253, 1874, et t. VI, p. 161, 1877.

Une lame de mica aussi mince qu'on puisse l'obtenir par le clivage fait disparaître les raies ultra-violettes du spectre du cadmium. Une lame de gypse très mince se conduit de la même façon.

Une lame de verre extrêmement mince, analogue à celles que l'on emploie pour les observations microscopiques, jouit d'un pouvoir absorbant très considérable pour les radiations ultra-violettes. Il résulte de là que, si l'on voulait observer les raies ultra-violettes des spectres gazeux, il faudrait éviter, dans la construction des tubes de Geissler qui serviraient à cette étude, la présence du verre, et construire ces tubes par exemple en quartz.

Une plaque de sel gemme de $3^{mm},5$ d'épaisseur laisse voir toutes les raies du cadmium, de telle sorte que cette substance, si transparente pour les rayons ultra-rouges, jouit de la même propriété pour la partie opposée du spectre.

Une lame d'alun n'absorbe que les dernières radiations du spectre du cadmium.

Une solution de rose de Magdala de 2^{mm} d'épaisseur absorbe toutes les raies ultra-violettes de ce même spectre.

En terminant, l'auteur cite une expérience qui, bien que n'ayant pas de rapport avec ce qui précède, n'en est pas moins fort intéressante. Si, entre des pointes de platine, on fait éclater une étincelle avec addition d'une bouteille de Leyde, et si, en même temps, on place au-dessous des électrodes un vase contenant de l'eau que l'on vaporise, l'étincelle paraît entourée d'une auréole rose. Si on l'observe alors au spectroscope, on aperçoit les raies C et F de l'hydrogène; mais ces raies sont considérablement élargies, surtout la raie C. Elles présentent le même aspect que celles que l'on observe en regardant la partie inférieure des protubérances solaires.

On obtient encore le même résultat si, entre les électrodes en platine, on place la flamme d'une lampe à alcool.

E. Bichat.

S.-P. THOMSON. — Action of magnets on mobile conductors of currents (Action des aimants sur les conducteurs mobiles des courants); *Phil. Magazine*, 5e série, t. VIII, p. 505; 1879.

On peut classer en six groupes les divers systèmes de conducteurs mobiles sur lesquels on a fait agir des aimants:

1° Les systèmes de conducteurs juxtaposés, comme ceux d'Ampère et de Faraday.

2° Les systèmes de conducteurs flexibles. Cumming fit passer un courant dans une bande de feuille d'or suspendue entre les pôles d'un aimant en fer à cheval. Les mouvements de la feuille d'or indiquèrent le sens du courant. M. Le Roux, en étudiant l'action d'un aimant puissant sur une spirale de fil fin de platine portée par le courant à une température voisine de la fusion, la vit prendre une forme singulière par la torsion.

3° Les systèmes dont un liquide fait partie. Davy fut le premier à les étudier, et il fut suivi dans cette voie par un grand nombre de physiciens. M. Jamin, entre autres, a remarqué que, en plaçant entre les électrodes d'un voltamètre un électro-aimant puissant, on voyait les bulles de gaz provenant de la décomposition tourbillonner sous l'influence de courants liquides de sens contraires.

4° Les systèmes dont l'arc électrique fait partie. Davy s'en est occupé le premier. Casselmann a étudié les déviations de l'arc électrique par l'action de la Terre. Walker, en faisant passer le courant d'un charbon à une tige de fer aimantée, a vu l'arc lumineux tourner autour du fer en sens contraire des courants d'Ampère. Les lampes électriques de MM. Fernet et Jamin reposent sur ce genre d'action.

5° Les systèmes dont fait partie la décharge lumineuse dans les gaz raréfiés. On doit citer dans ce groupe les expériences de Plücker et de de la Rive, et surtout celles de M. Crookes, dans lesquelles on voit le flux électrique s'infléchir sous l'influence d'un aimant.

6° Les systèmes où entrent des veines liquides, des flammes, des jets de vapeur. M. S.-P. Thomson a lui-même observé les phénomènes suivants. Une veine verticale d'acide sulfurique étendu, traversée par le courant d'une pile et placée entre les pôles d'un électro-aimant, fut attirée vers l'intervalle des pôles ou repoussée au dehors, suivant le sens du courant et de l'aimantation. Avec une veine de mercure, les phénomènes furent plus marqués, et la veine prit une forme courbe. Quand une veine passe près du pôle d'un électro-aimant rectiligne et vertical, elle s'infléchit en tendant à devenir parallèle aux courants d'Ampère. Si la veine tombe dans une auge annulaire entourant le pôle de l'électro-ai-

mant, elle tourne autour du pôle en sens contraire des courants d'Ampère. Si la veine tombe exactement sur l'extrémité terminée en pointe de l'électro-aimant, elle tourne sur elle-même avec une vitesse qui croît à mesure qu'elle s'approche du pôle, ce qui lui donne une apparence tordue. FOUSSEREAU.

J.-L. HOORWEG. — Thermische Theorie des galvanischen Stroms (Théorie thermique du courant électrique); *Ann. der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. IX, p. 552; 1880.

L'auteur rappelle les traits principaux de la théorie des courants thermo-électriques et du phénomène de Peltier, d'après MM. Clausius et W. Thomson, et se propose d'éclaircir expérimentalement quelques points qui n'auraient pas encore reçu de solution satisfaisante.

1. En premier lieu, il répète les expériences de sir W. Thomson sur la chaleur spécifique de l'électricité. Un fil de maillechort, de 2^{mm} de diamètre, est refroidi en un point A par un courant d'eau froide et échauffé de part et d'autre en B et C par deux becs de gaz; deux soudures thermo-électriques, protégées par des écrans contre les sources de chaleur et de froid extérieures, sont appliquées sur le fil entre B et A et entre A et C. Quand on lance un courant dans le fil, de B vers A par exemple, on constate que l'échauffement est moindre dans la région BA, où le courant est dirigé du point chaud au point froid, que dans la région AC, où il va du point froid au point chaud. Quand on renverse le sens du courant, c'est la région AC qui est la plus froide. La même expérience répétée avec un fil de fer fournit un résultat de même signe, mais beaucoup plus faible.

A l'effet thermique, constaté pour la première fois par sir W. Thomson, correspondent les forces électromotrices qui se développent dans un circuit formé d'un seul métal, dont diverses parties sont portées à des températures différentes. Mais, pour qu'elles produisent des courants, il faut établir dans le circuit métallique une dissymétrie, par exemple en rendant le point B

échauffé et le point A refroidi aussi voisins que possible, de sorte que la chute de température soit très rapide dans un sens, très lente dans l'autre, à partir du point B. M. Hoorweg fait couler en A un courant d'eau froide et maintient les deux extrémités du fil à une température invariable dans deux godets à mercure refroidis dans une même auge et où plongent les extrémités du fil du galvanomètre. Le courant observé change de signe suivant que le point B échauffé est à droite ou à gauche de A; il est beaucoup plus énergique avec un fil de maillechort qu'avec un fil de fer et se produit dans les deux cas de B vers A, c'est-à-dire qu'il est dirigé du point chaud vers le point froid, à travers la région du fil où la température varie le plus rapidement. La direction de ce courant est bien celle qui convient pour expliquer le phénomène électro-thermique correspondant.

Pour le bismuth et l'antimoine, l'auteur n'a pu réussir à observer le phénomène de Thomson; mais les courants thermo-électriques résultant d'un inégal échauffement des différents points d'un barreau de ces deux métaux sont très intenses : avec l'antimoine ils sont plus considérables qu'avec le maillechort, et bien plus encore avec le bismuth. Il suffit, avec ce dernier métal, d'échauffer à la main un point voisin du point refroidi pour produire un courant énergique dirigé du point froid vers le point chaud; c'est le contraire qui a lieu pour l'antimoine.

2. On sait que, si l'on range les métaux en série soit d'après leurs propriétés thermo-électriques (*Thermoreihe*), soit d'après leurs forces électromotrices de contact (*Spannungsreihe*), l'ordre dans lequel ils se trouvent classés est absolument différent. Ainsi, d'après Péclet, Kohlrausch et Avenarius d'une part, Edlund, Matthiessen et Tait d'autre part, on aurait :

Série des tensions.	Série thermo-électrique.
Zinc,	Antimoine,
Plomb,	Fer,
Étain,	Zinc,
Bismuth,	Argent,
Antimoine,	Or,
Fer,	Platine,
Cuivre,	Cuivre,

Série des tensions.	Série thermo-électrique.
Argent,	Plomb,
Platine,	Étain,
Or.	Bismuth.

Il serait bien séduisant, *a priori*, d'attribuer toutes les forces électromotrices au mouvement calorifique; mais alors les forces électromotrices de contact devraient varier proportionnellement à la température absolue, et l'ordre devrait être le même dans les deux séries. Faut-il, avec Edlund, attribuer les divergences à l'effet des gaz condensés aux surfaces métalliques dans les expériences sur les forces électromotrices de contact, ou admettre, avec Clausius, que les deux sortes de phénomènes n'ont aucune relation?

M. Hoorweg espère lever la difficulté en faisant intervenir les forces thermo-électriques développées à l'intérieur d'un seul métal par l'effet des différences de température. Ainsi considérons le bismuth et l'antimoine, qui se touchent dans la série des tensions et occupent les deux extrémités dans la série thermo-électrique. Quand on échauffe à T° l'une des soudures, l'autre étant maintenue à 0°, il faut considérer : 1° la variation de la force électromotrice de contact, supposée proportionnelle à l'accroissement de température, et par suite de laquelle le bismuth chaud deviendra faiblement positif par rapport à l'antimoine (série des tensions); 2° les forces électromotrices développées entre le bismuth chaud et le bismuth froid d'une part, l'antimoine chaud et l'antimoine froid d'autre part. Ces dernières sont très considérables, d'après les expériences de l'auteur; elles s'ajoutent et sont de signe contraire à la première : leur effet sera donc prédominant, et l'antimoine se trouvera placé avant le bismuth dans la série thermo-électrique. La cause des inversions que présentent les deux listes serait donc la même que celle qui produit le point neutre et le décroissement consécutif de la force électromotrice thermo-électrique entre deux métaux déterminés quand on élève progressivement la température de l'une des soudures. Cette manière si intéressante d'interpréter les phénomènes ne pourrait s'imposer que par des mesures absolues réalisées en très grand nombre. Les résultats obtenus par M. Hoorweg ne sont guère qu'une indication de la marche à suivre pour en tenter la démonstration.

3. On sait que quand deux lames métalliques de même espèce, par exemple deux lames de cuivre, sont plongées dans un même liquide, soit du sulfate de cuivre, l'application de la chaleur à l'une des surfaces de contact développe une force électromotrice thermo-électrique, et que le cuivre chaud est, à l'extérieur, le pôle positif du couple. Par des mesures faites à l'aide de l'électromètre à quadrants, M. Hoorweg évalue la force électromotrice cuivre-sulfate de cuivre à $\frac{1}{30}$ de Daniell pour 10° ou à $0^{da},0033$ par degré centigrade. Ce résultat est cinq fois trop considérable; le nombre relatif à la combinaison zinc-sulfate de zinc est entaché de la même erreur (1). M. Hoorweg vérifie ensuite l'existence du phénomène de Peltier aux surfaces cuivre-sulfate de cuivre et zinc-sulfate de zinc, que j'ai constatée le premier (2); mais il emploie une mauvaise disposition expérimentale, qui ne lui permet pas de mettre en évidence un abaissement de température absolu du pôle négatif; il montre seulement que la température est plus élevée au pôle positif qu'au pôle négatif : or j'ai établi que ce dernier phénomène peut se présenter quand il y a des actions secondaires, même dans le cas où, d'après le signe de la force électromotrice thermo-électrique, le pôle positif devrait être le moins chaud (3). Toute cette partie du Mémoire de M. Hoorweg laisse donc quelque chose à désirer.

Les forces électromotrices de contact du cuivre et du sulfate de cuivre, du zinc et du sulfate de zinc ont été déterminées par M. Kohlrausch (4), qui les évalue respectivement à $0^{da},398$ et $0^{da},597$. M. Hoorweg répète ces déterminations et trouve $0^{da},274$ pour le cuivre-sulfate de cuivre, $0^{da},480$ pour le zinc-sulfate de zinc; le liquide est positif par rapport au métal. Si l'on attribue la force thermo-électrique à la même cause que les forces électromotrices

---

(1) Bouty, *Mesure des forces électromotrices thermo-électriques au contact d'un métal et d'un liquide* (*Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XC, p. 917; 1880).

(2) Bouty, *Sur un phénomène analogue au phénomène de Peltier* (*Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXIX, p. 146; 1879).

(3) *Voir* mon Mémoire *Sur les phénomènes thermo-électriques et électro-thermiques au contact des métaux et des liquides* (*Journal de Physique*, t. IX, p. 229 et 306; 1880).

(4) Kohlrausch, *Ann. de Pogg.*, t. LXXIX, p. 177; 1850.

de contact, le cuivre ou le zinc chauds devraient être plus négatifs par rapport au liquide que le cuivre ou le zinc froids, et le métal chaud serait à l'extérieur le pôle négatif du couple : c'est justement le contraire que l'on observe. Pour écarter cette difficulté, M. Hoorweg fait intervenir, d'une manière un peu vague, la couche liquide modifiée adhérente à l'électrode. On sait que divers physiciens, M. Elster par exemple (1), ont constaté l'existence d'une différence électrique considérable entre cette couche adhérente et la masse du liquide. Cette différence électrique doit varier avec la température, et l'on observe l'effet résultant de la variation de la force électromotrice de contact du métal et du liquide, et de la différence électrique du liquide adhérent et du liquide libre. Cette dernière peut être de signe contraire à la première, et il suffit ici de supposer son effet prédominant. On s'expliquerait de cette manière la loi trop généralement énoncée par M. Gore (2), que *le signe de la force électromotrice thermo-électrique entre un métal et un liquide ne dépend que de la nature du liquide.*

4. M. Wild (3) a démontré l'existence de forces électromotrices thermo-électriques entre deux liquides, mais on n'avait pas jusqu'ici constaté le phénomène de Peltier correspondant. M. Hoorweg a superposé dans deux tubes communicants une solution de sulfate de cuivre de densité 1,2, dans laquelle plongeaient des électrodes de cuivre, et de l'acide sulfurique étendu de densité 1,07; il a ensuite entouré extérieurement, au niveau des surfaces de contact, le verre très mince des tubes avec les portions d'un circuit thermo-électrique comprenant les soudures; il a constaté l'existence d'une différence de température à la surface acide sulfurique-sulfate de cuivre suivant le sens du courant de 12 éléments Bunsen placés dans le circuit. La température la plus haute correspondait au cas où le courant traversait la surface de contact du sulfate de cuivre vers l'acide sulfurique. Dans le couple thermo-électrique sulfate de cuivre-acide sulfurique, le courant est dirigé

(1) ELSTER, *Ann. der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. VI, p. 553; 1878.

(2) GORE, *Proceedings of the royal Society*, t. XXVII, p. 513. J'ai montré dans mon Mémoire que cette loi est loin d'être générale (*Journal de Physique*, t. IX, p. 229 et 306; 1880).

(3) WILD, *Ann. de Pogg.*, t. CIII, p. 573.

à travers la surface de contact chaude du sulfate de cuivre vers l'acide sulfurique : le phénomène Peltier semblerait donc se produire ici en sens contraire de ce que l'on observe soit pour deux métaux, soit pour un métal et un liquide. Je ferai observer toutefois : 1° que l'effet observé par M. Hoorweg est très faible ; 2° qu'il n'a pas été établi dans les conditions variées d'intensité de courant qui permettent de s'assurer que le phénomène de Peltier n'est pas compliqué d'actions chimiques secondaires suffisantes pour en masquer le signe.

5. L'auteur termine son Mémoire par les conclusions suivantes, qu'il cherche à établir théoriquement :

1° Partout où deux conducteurs sont en contact, le mouvement calorifique a pour conséquence une production d'électricité ; il en résulte une différence électrique constante entre les deux corps.

2° Quand la somme des différences de potentiel existant dans un circuit est différente de zéro, il se produit un courant permanent.

3° Ce courant absorbe de la chaleur en certains points de contact et en dégage à d'autres.

4° Tous les courants voltaïques sont des courants thermo-électriques.

5° Les actions chimiques dans la pile et dans les appareils de décomposition électrolytique sont la conséquence du passage du courant.

Il est superflu d'ajouter que le Mémoire ne contient pas la démonstration rigoureuse des deux dernières propositions ; on y trouvera, toutefois, des vues originales qui en rendront l'étude intéressante. Nous y renverrons le lecteur.

E. Bouty.

A. MATERN. — Ueber ein neues einfaches Condensations-Hygrometer (Sur un nouvel hygromètre de condensation) ; *Annalen der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. X, p. 149 ; 1880.

L'auteur donne la description d'un hygromètre fondé sur l'observation de l'augmentation de pression d'un volume limité d'air

que l'on sature de vapeur d'eau en introduisant dans le vase qui renferme cet air un linge mouillé.

Bien que la disposition de l'instrument soit assez ingénieuse et que le maniement en soit relativement commode, cet hygromètre présente tous les inconvénients des instruments basés sur le même principe et ne peut remplacer les hygromètres à condensation analogues à celui de Regnault. E. Bichat.

F. EXNER. — Ueber die Ursache der Electricitätserregung beim Contact heterogener Metalle (Sur la cause de production de l'électricité dans le contact des métaux hétérogènes); *Ann. der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. IX, p. 591; 1880.

L'auteur a été amené à penser que la cause qui développe l'électricité réside, non pas dans le contact même, mais dans les influences chimiques exercées sur les métaux par le milieu environnant.

Il croit pouvoir établir, grâce à des raisonnements que nous ne discuterons pas, que, si l'on représente par A l'équivalent calorifique de 1da, par B la chaleur de combustion du zinc, par exemple (rapportée à l'équivalent), la différence de potentiel entre le zinc et un métal inoxydable (le platine), dans l'air, serait égale à $\frac{B}{2A}$.

Si le métal relié avec le zinc était lui-même oxydé par l'air, la différence de potentiel entre les deux métaux serait toujours mesurée par la moitié de la différence de leurs chaleurs de combustion.

Pour vérifier sa théorie, l'auteur a emprunté aux travaux de M. Thomsen les chaleurs de combustion des métaux, et il a déterminé lui-même les tensions du zinc, du cuivre, du fer, de l'argent, par rapport au platine, en employant la méthode du condensateur de Kohlrausch.

Voici les résultats auxquels il est parvenu :

Valeurs des forces électromotrices des métaux, celle de 1da étant prise pour unité.

	Zn-Pt.	Cu-Pt.	Fe-Pt.	Ag-Pt.
Observation.......	0,881	0,367	0,704	0,083
$\frac{B}{2A}$ (calcul).......	0,879	0,383	0,701	0,062

Un disque de laiton doré par la galvanoplastie, relié avec le zinc, donnait la même tension que le Zn-Pt; mais, peu à peu la tension diminua, et au bout de quelques jours le disque de laiton *doré* se comportait comme s'il ne l'avait pas été, ce que l'auteur attribue à ce que l'air pénètre peu à peu la couche d'or.

Une autre série d'expériences a été entreprise avec deux disques d'argent, dont l'un, placé à l'extrémité d'un tube, pouvait être mis en contact avec le chlore. Les expériences ont donné pour l'argent dans l'air contre l'argent dans le chlore une force électromotrice 0,54 (celle de 1[da] étant prise pour unité); le calcul donne, d'après les chaleurs de combustion, 0,543.

Dans cette dernière expérience, l'un des disques étant en contact avec l'air, l'autre avec le chlore, si l'on vient à chasser le chlore par un courant d'air, la différence de potentiel disparaît. L'auteur trouve que dans sa théorie chimique la chose est toute naturelle, puisque les influences des deux côtés deviennent égales, tandis que dans la théorie du contact la différence de potentiel devrait subsister, puisqu'il y a d'un côté un disque d'argent, de l'autre un disque recouvert de chlorure d'argent.

On nous permettra de remarquer que l'auteur du Mémoire n'est pas bien conséquent avec lui-même, car, s'il y a d'un côté de l'argent, de l'autre du chlorure d'argent, les actions chimiques exercées par l'air ne sont plus les mêmes et leur différence de potentiel devrait subsister.

D'un autre côté, si la couche de chlorure d'argent n'est pas suffisante pour préserver le métal, le fil qui relie les deux disques ne peut-il pas être considéré comme reliant deux disques d'argent?

E. Bibart.

Kr. KOCH et Fr. KLOCKE. — Ueber die Bewegung der Gletscher (Mouvement des glaciers); *Annalen der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. VIII, p. 661; 1879.

Les auteurs se sont proposé de mesurer d'heure en heure le déplacement de la couche superficielle d'un glacier, de voir si ce mouvement est continu et s'il s'effectue toujours dans le même sens.

Leur appareil se compose de deux règles graduées, l'une verti-

cale, l'autre horizontale, portées par un poteau planté solidement dans la glace; une lunette placée à distance donne le déplacement vertical et horizontal dans un plan sensiblement parallèle à la direction du glacier. Un second poteau tout pareil, placé de façon à être visible en même temps dans le champ de la lunette, permet au besoin de constater les erreurs dues à un déplacement accidentel du premier. Deux appareils étaient placés l'un à 35^m, l'autre à 90^m du bord ouest du glacier de Morteratsch, à des distances de 93^m et 148^m de la lunette; la station était située environ à 1500^m de l'extrémité inférieure du glacier, dans un endroit non crevassé dont le bord présentait une plate-forme commode pour l'installation des instruments.

Les meilleures observations ont été faites les 3 et 4 septembre 1879. Pendant l'après-midi les deux mouvements du premier poteau sont positifs (mouvement de descente); vers 4^h. le Soleil disparaît et la surface revient peu à peu au repos. Pendant la nuit, le mouvement horizontal est positif, le déplacement vertical est négatif (mouvement d'ascension); puis, entre l'apparition du Soleil (7^h) et midi, les mouvements sont très irréguliers. Pour le second poteau, les résultats sont les mêmes, sauf que pendant la nuit le déplacement horizontal est négatif et très considérable ($6^{cm},2$), tandis que le déplacement vertical est très faible et positif. Les résultats sont les mêmes pour une seconde station située environ à 1000^m de la première en amont du glacier. L'apparition de nuages, dans l'après-midi du 4 septembre, correspond à des mouvements moins étendus. Les auteurs annoncent pour l'été prochain des mesures plus complètes.

C. Daguenet.

F. AUERBACH. — Ueber die Beziehungen zwischen dem galvanischen Widerstande und der specifischen Wärme (Relation entre les résistances galvaniques et les chaleurs spécifiques); *Ann. der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. VIII, p. 479; 1879.

M. Clausius [1] a remarqué que, d'après les expériences de

[1] *Pogg. Ann.*, t. CIV, p. 650; 1858.

MM. Matthiessen (1) et d'Arndtsen (2), la résistance de tous les métaux simples décroît à peu près proportionnellement à la température absolue.

A l'aide d'hypothèses malheureusement arbitraires sur la loi de l'échauffement d'un fil métallique traversé par un courant et placé dans un milieu à basse température, M. Auerbach établit la formule approchée

$$\alpha = -\frac{1}{T} - 2\beta, \tag{1}$$

dans laquelle T représente la température absolue, α et β les coefficients du terme du premier degré dans les développements en série de la résistance w et de la chaleur spécifique s par rapport à la température :

$$w = w_0(1 + \alpha T + \alpha' T^2 + \ldots),$$
$$s = s_0(1 + \beta T + \beta' T^2 + \ldots).$$

Si l'on néglige β par rapport à α, on retombe sur la loi de Clausius.

E. Bouty.

SOCIÉTÉ DE PHYSIQUE DE SAINT-PÉTERSBOURG.

TOME XI. — Année 1879.

L. WARNERCKE. — Sur la manière d'agir du révélateur alcalin des images photographiques, p. 1-2.

L'auteur affirme que l'image latente se développe sous l'influence d'un révélateur alcalin par suite de la déposition de cristaux microscopiques d'argent métallique sous l'action réductrice de l'acide pyrogallique. C'est le bromure de potassium du révélateur qui dissout le bromure d'argent de la couche sensible et introduit ainsi l'argent au sein du liquide. On pourrait donc remplacer dans le révélateur le bromure de potassium par d'autres dissolvants, neutres

---

(1) *Pogg. Ann.*, t. C, p. 178; 1857.
(2) *Ibid.*, t. CIV, p. 1; 1858.

ou alcalins, du bromure d'argent. En effet, l'auteur a employé avec un plein succès du chlorure d'ammonium, du cyanure de potassium et de l'hyposulfite de soude. W. LERMANTOFF.

W. LERMANTOFF. — Sur l'action chimique et photographique de la lumière, p. 3-11, 31-43.

On admet généralement que les divers rayons du spectre diffèrent entre eux uniquement par leur longueur d'onde, c'est-à-dire quantitativement; par conséquent, il est probable que leur mode d'action sur les corps est aussi le même. Les rayons calorifiques obscurs produisent un échauffement sensible du corps entier; mais il est incontestable que chaque molécule superficielle, qui reçoit directement la force vive d'un rayon, s'échauffe beaucoup plus que le reste du corps et communique l'excès de chaleur aux molécules voisines par conductibilité. Les rayons lumineux et ultra-violets produisent un effet analogue; mais le mode de mouvement qu'ils communiquent aux molécules doit se distinguer par une vitesse plus considérable, correspondant à une température plus élevée, qui peut atteindre par moments celle de la source lumineuse elle-même. Une telle hypothèse de l'échauffement moléculaire est suffisante pour expliquer la plupart des effets produits par la lumière sur les corps.

En effet, l'incandescence des molécules superficielles sous l'influence des rayons les plus réfrangibles émanant d'une source à haute température doit persister un temps fini après la cessation de l'action de la lumière. C'est là peut-être l'explication directe de la phosphorescence de courte durée que M. Ed. Becquerel a observée dans presque tous les corps solides. La fluorescence s'explique aussi par notre hypothèse, si l'on considère ce phénomène comme une phosphorescence de courte durée, assez intense pour être vue pendant l'action de la lumière. En général, une élévation de température modérée favorise les réactions de combinaison; mais, aux températures les plus élevées, tous les composés connus éprouvent une dissociation, qui devient une décomposition définitive si l'un des produits est éliminé. Ainsi, selon notre hypothèse, la partie la moins réfrangible du spectre doit produire principalement des réactions de combinaison, et la partie la plus réfrangible des décomposi-

tions. C'est précisément ce que M. Chastaing a trouvé pour le cas particulier des oxydations.

J'ai comparé l'action de la chaleur à l'action de la lumière dans trente et un cas particuliers, qui sont décrits dans le *Manuel de Photographie* de H. Vogel. Dans vingt-cinq cas mieux définis que les autres, l'accord a été satisfaisant, et je n'ai jamais trouvé de contradiction.

L'action photographique de la lumière est souvent complètement distincte de l'action chimique. Parfois, pour faire apparaître l'image, le produit doit être changé en un autre d'une coloration plus marquée, ou bien la matière non modifiée par la lumière doit être éliminée par des lavages; mais les images aux sels d'argent ne deviennent visibles que par l'accumulation des molécules d'argent aux points où la lumière a produit son action. La manière d'agir d'un révélateur acide s'explique facilement par l'action galvanoplastique *des couples locaux* (1). L'action du révélateur alcalin est analogue; mais les cristaux de bromure d'argent se transforment ici en cristaux pseudomorphiques d'argent métallique, sans changer de forme et de dimensions. Quelques expériences portent à croire que le bromure d'argent solide fait ici partie des couples moléculaires qui produisent l'image. Il est vrai que le bromure d'argent offre une résistance spécifique considérable; mais, la résistance interne d'un élément de pile variant proportionnellement aux dimensions homologues, tandis que le nombre n des couples formés par une quantité déterminée de matière est en raison inverse du cube de ces dimensions, on voit que, en supposant le nombre des couples moléculaires assez grand, le travail chimique de l'ensemble des couples pourra être très considérable. Il est probable qu'on pourra appliquer la même explication à la plupart des actions catalytiques, ainsi qu'aux réactions chimiques lentes.

W. Lermantoff.

N. SLOUGUINOFF. — Sur la transmission du courant dans l'eau quand les dimensions des électrodes de platine ne sont pas égales, p. 23-30.

1. Deux électrodes de platine, dont l'une est formée d'un fil et

(1) Voir *Journal de Physique*, t. VI, p. 376; 1877.

l'autre d'une lame de 64^{cq}, sont plongées dans l'eau acidulée par quelques gouttes d'acide sulfurique. Quand le courant marche du fil à la lame dans le liquide, son intensité est plus grande que dans la direction contraire. Ce phénomène dépend de la variation de force électromotrice de la polarisation.

J'ai mesuré les forces électromotrices par la méthode de compensation de du Bois-Reymond.

Voici quelques résultats :

La lame sert :	Intensité du courant.	Force électromotrice de polarisation.
D'anode....	0,085	1,56
De cathode	0,105	1,3
De cathode...	0,488	1,43
D'anode.................	0,424	1,63

Le courant d'intensité 1 est celui qui met en liberté $1^{cc},69$ de gaz par minute.

La force électromotrice du couple de Daniell est représentée par 1.

Ces expériences démontrent que la polarisation est moins considérable quand l'hydrogène se dégage sur la lame. Donc, quand la surface des lames augmente, la force électromotrice de polarisation par l'hydrogène diminue beaucoup plus que celle par l'oxygène.

L'intensité du courant s'approche d'autant plus d'être la même dans les deux directions qu'elle est plus considérable.

2. Quand deux lames de platine communiquant avec un galvanomètre sont plongées dans l'eau acidulée, puis l'une et l'autre chargées (polarisées) par l'hydrogène, elles produisent un courant dont la direction change plusieurs fois. Deux lames chargées par l'oxygène produisent un courant de sens invariable, mais de faible durée. Ce résultat pouvait être prévu. SLOUGUINOFF.

A. SOKOLOFF. — Sur la polarisation des électrodes, p. 49-51.

Un cas particulier, en contradiction avec les théories de la polarisation de MM. Herwig et Colley, s'est présenté à l'auteur dans l'étude de l'action d'un élément Daniell sur de l'eau privée d'air et

acidulée par l'acide sulfurique. Cette eau était enfermée dans un tube scellé, muni de deux électrodes en platine. Si l'on fait agir pendant plusieurs heures l'élément Daniell en observant le galvanomètre placé dans le circuit, et qu'on décharge les électrodes polarisées sans changer la résistance, on a pendant les premiers moments un courant de quatre à dix fois plus fort que le courant polarisant. La résistance du fil du galvanomètre était, dans ces expériences, de 3760 unités Siemens. W. Lermantoff.

N. SCHILLER. — Quelques applications de la Théorie mécanique de la chaleur aux variations d'état d'un corps solide élastique, p. 55-77.

L'auteur établit les formules générales exprimant les relations entre la quantité de chaleur communiquée à un corps élastique soumis à des forces extérieures et les déformations de ce corps. En traitant ensuite plusieurs cas particuliers, il déduit, entre autres, la conclusion que, pour chaque corps dont les déformations élastiques sont des fonctions linéaires de la température absolue, la chaleur spécifique à pression constante aussi bien que celle à *forme* constante sont fonctions de la seule température absolue. Pour le cas d'un corps isotrope, l'auteur calcule la valeur numérique de la différence des deux chaleurs spécifiques en se fondant sur les données de M. Kohlrausch relatives aux variations du coefficient d'élasticité du fer et du laiton à différentes températures. Cette différence est bien au delà de la limite des erreurs des expériences de Regnault. W. Lermantoff.

N. HESEHUS. — Expériences sur les variations de volume et du coefficient d'élasticité du palladium et de ses alliages sous l'influence de l'hydrogène absorbé, p. 78-99.

L'auteur a fait ses expériences avec des fils de palladium et de ses alliages avec 25 pour 100 d'or, d'argent et de platine. Les fils avaient 500^{mm} de longueur et $0^{mm},4$ de diamètre; ils servaient successivement de cathode pour l'électrolyse de l'acide sulfurique dilué dans un long tube vertical en verre, où ils étaient tendus par des poids, de manière à permettre la mesure de leur longueur au cathétomètre sans démonter l'appareil.

L'alliage contenant l'argent a donné le plus grand accroissement de longueur, égal à 11^{mm},7, l'alliage palladium-platine 6^{mm},14, le palladium pur 5^{mm} et l'alliage palladium-or seulement 0^{mm},9. Avec un courant de 6 éléments au bichromate de potasse, l'allongement, très rapide d'abord, atteignait son maximum après à peu près une heure d'action.

Le raccourcissement après l'interruption du courant allait de même, mais moins rapidement; pour le fil de palladium, il n'était, par exemple, que 2^{mm},6 après vingt-quatre heures. Quelques expériences ont été faites à l'aide d'un appareil enregistreur à cylindre vertical, mis en mouvement par un mécanisme à régulateur Foucault, exécuté par Eichens. Le bout inférieur du fil était fixé au fond du voltamètre, et le bout supérieur était tendu par un poids par l'intermédiaire d'une poulie. Ces expériences ont démontré que, contrairement à l'opinion de Graham, l'absorption de l'hydrogène se fait beaucoup plus vite que l'action inverse, même quand on fait agir de l'oxygène électrolytique sur le fil, en le faisant servir d'anode.

Pour mesurer plus exactement les petites variations de longueur des fils, l'auteur a construit un appareil spécial, muni de deux miroirs mobiles dont le mouvement était observé à l'aide d'une lunette unique, par l'intermédiaire de deux miroirs fixes et de deux échelles divisées. Une division correspondait à 0^{mm},003 de variation de la longueur. Pendant la première journée, la vitesse de raccourcissement du fil chargé d'hydrogène décroît très vite; vers le troisième jour elle devient constante, et décroît de nouveau rapidement vers le septième jour, puis s'approche asymptotiquement de zéro. Ce résultat est conforme aux expériences de MM. Troost et Hautefeuille sur la tension de l'hydrogène du palladium.

Le même appareil a servi pour déterminer les coefficients d'élasticité suivants des fils en expérience :

Nature des fils.	Fils purs.	Fils saturés d'hydrogène.
Pd	15540	14000
Pd + Ag	15240	12500

W. Lermantoff.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XX. — Juillet 1880.

J. Thoulet. — *Contribution à l'étude des propriétés des minéraux microscopiques*, p. 362.

5e série. — Tome XX. — Août 1880.

L. Foucault. — *Explications sur l'expérience du Panthéon, relative au mouvement de la Terre (Note posthume)*, p. 563.

L. Foucault. — *Sur l'expérience de la verge vibrante*, p. 565.

5e série. — Tome XXI. — Septembre 1880.

Boussingault. — *Détermination de la hauteur du mercure dans le baromètre sous l'équateur; amplitude des variations diurnes barométriques à diverses stations dans les Cordillères*, p. 5.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome X. — Août 1880.

Lord Rayleigh. — *Résultante d'un grand nombre de vibrations de même hauteur et de phases différentes*, p. 73.

Walter Baily. — *Vibration d'une membrane étudiée avec le phonéidoscope*, p. 79.

Albert-R. Leeds. — *Lois gouvernant la décomposition de solutions équivalentes d'iodures sous l'influence de l'actinisme*, p. 89.

William Thomson. — *Tourbillons à l'état statique*, p. 97.

William Thomson. — *Oscillations de l'eau en rotation produites par la gravité*, p. 109.

Lord Rayleigh. — *Pouvoir optique des télescopes*, p. 116.

Eilhard Wiedemann. — *Moyen de déterminer la pression à la surface du Soleil et des étoiles; quelques remarques spectroscopiques*, p. 123.

E.-H. Liveing. — *Nouvel instrument pour découvrir et mesurer le gaz inflammable des mines*, p. 126.

5e série. — Tome X. — Septembre 1880.

J.-W. Clark. — *Des liquides et des gaz près de leurs températures critiques*, p. 145.

William Thomson. — *Vibration d'un tourbillon en forme de colonne*, p. 155.

W.-W. Gee et W. Strond. — *Note sur une modification du calorimètre de Bunsen*, p. 171.

Dr Eugen Goldstein. — *Décharge électrique dans les gaz raréfiés*, p. 173.

Captain Abney. — *Renversement de l'image photographique développée*, p. 200.

Annalen der Physik und Chemie.

Nouvelle série. — Tome X. — N° 8. — Année 1880.

G. Quincke. — *Dilatation électrique*, p. 513.

E. Budde. — *La loi de Clausius et le mouvement de la Terre dans l'espace*, p. 553.

W. Siemens. — *Relation entre la conductibilité du charbon et la température*, p. 560.

E. Reitlinger et A. von Urbanitzky. — *Phénomène des tubes de Geissler sous l'influence d'une action extérieure*, p. 574.

H. Wild. — *Théorie complète du magnétomètre bifilaire et nouvelle méthode pour déterminer l'intensité horizontale absolue du magnétisme terrestre, ainsi que les coefficients de température et d'induction des aimants*, p. 597.

R. Clausius. — *Concordance de la loi fondamentale de l'Électrodynamique avec l'expérience*, p. 608.

W. Hanckel. — *Nouvelle transformation de la chaleur rayonnante en électricité*, p. 618.

E. Lommel. — *Sur la fluorescence*, p. 631.

H. Knoblauch. — *Réflexion métallique de différentes espèces de rayons calorifiques polarisés*, p. 654.

H. Herwig. — *Remarque sur la conductibilité calorifique du mercure*, p. 662.

A. Winkelmann. — *Remarques sur le Mémoire de M. H.-F. Weber, intitulé* Recherche sur la conductibilité calorifique dans les liquides, p. 668.

G. Recknagel. — *Sur la résistance de l'air*, p. 677.

W. Holtz. — *Puissance des aimants creux comparés à leur masse*, p. 694.

Nous avons la douleur d'annoncer à nos lecteurs la mort de M. d'Almeida, Fondateur et Rédacteur en chef du *Journal de Physique*, décédé dans la nuit du 8 au 9 novembre.

Préoccupé depuis longtemps de l'avenir du Journal, il nous avait fait l'honneur de nous associer à son Œuvre depuis trois ans. Nous la continuerons dans le même esprit, guidés, comme lui, par l'amour de la science et du pays.

Plus vivement que personne, nous sentons la perte que la science a faite. Les qualités éminentes qui avaient permis à M. d'Almeida de grouper autour de lui des hommes d'origine diverse et de fonder le Journal et la Société de Physique sont connues de tous; nous espérons que les sympathies qui l'ont toujours accompagné ne manqueront pas aux continuateurs de son Œuvre, et nous comptons sur le concours de nos lecteurs et de nos collaborateurs.

E. Bouty, A. Cornu, E. Mascart, A. Potier.

LE PHOTOPHONE DE BELL;

PAR M. A. BREGUET (¹).

Alexander Graham Bell, le célèbre inventeur du premier téléphone articulant, a fait, il y a peu de temps, au dernier meeting de l'Association américaine, une communication du plus haut intérêt. Sa découverte consiste dans un instrument appelé par lui *photophone*, parce qu'il sert à transmettre les sons par l'intermédiaire d'un rayon lumineux. Tandis que le téléphone ordinaire nécessite des conducteurs métalliques pour joindre entre elles les deux stations en correspondance, le *photophone* récepteur est tout à fait indépendant de son transmetteur. Il suffit qu'un faisceau de lumière puisse traverser l'espace d'un poste à l'autre sans rencontrer aucun obstacle opaque. Encore verrons-nous que cette condition n'est pas rigoureusement absolue et que certaines natures d'écrans n'empêchent pas toujours les communications verbales de s'établir.

Le principe sur lequel est fondé le photophone est déjà connu depuis plusieurs années. C'est à M. Willoughby Smith que revient l'honneur de l'avoir découvert. Le 12 février 1873, ce physicien annonçait à la Société des ingénieurs télégraphistes de Londres que le sélénium présente une résistance bien plus faible au passage du courant électrique lorsqu'il est exposé à la lumière que s'il se trouve dans l'obscurité.

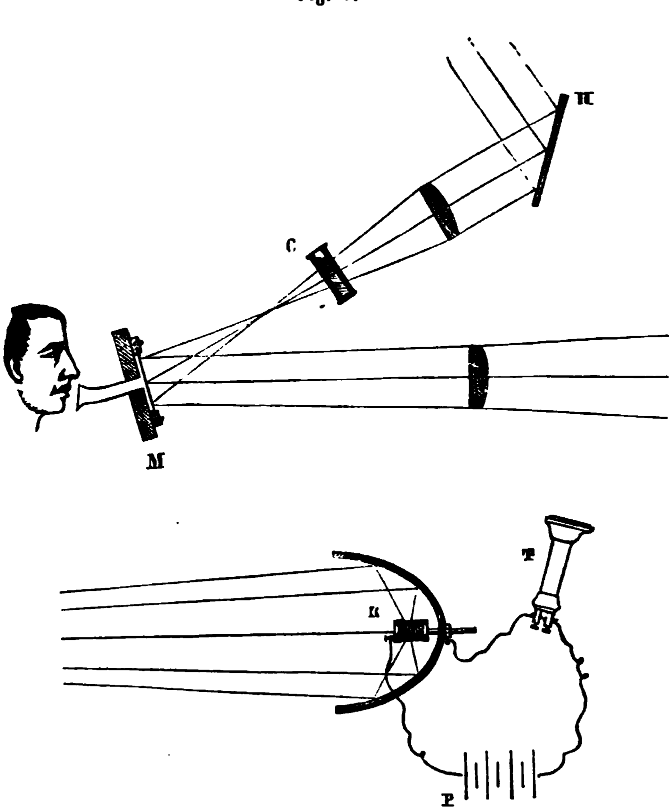
La *fig.* 1 présente la forme de transmetteur la plus usitée pour correspondre au moyen de la parole. Le tube à l'embouchure duquel on parle est obturé à son extrémité inférieure par une feuille de verre faisant l'office de miroir M et de moins de $\frac{1}{10}$ de millimètre d'épaisseur (²). Sous l'influence de la parole, c'est-à-dire des vibrations correspondantes de l'air du tube, ce miroir mince se bombe ou se creuse, devient convexe ou concave, et, si un rayon de

(¹) Les figures qui accompagnent cet article sont empruntées à la *Revue Scientifique*.

(²) M. Bell s'est servi également de miroirs métalliques, qui sont plus aisés à fabriquer sous des épaisseurs aussi faibles.

lumière parallèle provenant d'une source extérieure se réfléchit en H et vient le rencontrer obliquement, celui-ci s'épanouira ou se concentrera (¹). L'intensité lumineuse qu'il projettera à distance sur une surface donnée changera à chaque instant. Le récepteur

Fig. 1.



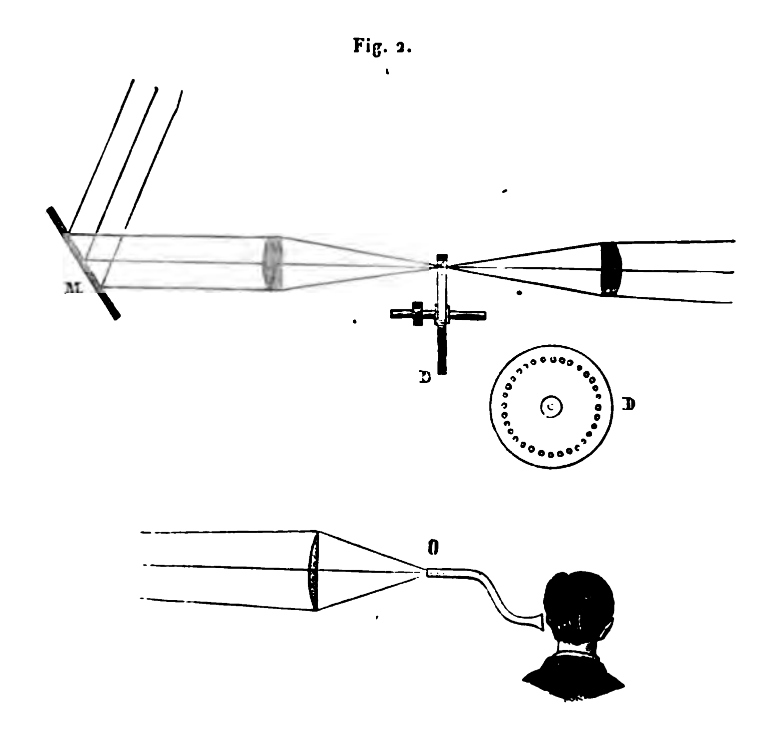
de sélénium R subira donc des variations incessantes dans sa résistance, variations correspondant à celles de la pression de l'air dans le tube transmetteur : ce qui revient à dire que la parole sera transmise dans le téléphone récepteur T, placé dans le circuit de la pile P et du sélénium R.

(¹) Une cuve d'alun C est interposée entre l'héliostat et le miroir récepteur, afin d'empêcher ce dernier d'être détérioré par les rayons calorifiques qui accompagnent toujours les rayons lumineux.

M. Bell fait même remarquer que ce genre de transmetteur doit théoriquement être d'autant plus parfait que la distance entre les deux postes en correspondance est plus grande. Cela résulte, en effet, de ce que la divergence et la convergence des rayons s'exagèrent au fur et à mesure que la distance augmente.

Mais ce dispositif a l'inconvénient d'absorber, en pure perte,

Fig. 2.



beaucoup de lumière, par le seul fait de la réflexion des rayons sur le miroir. Aussi M. Bell croit-il préférable d'employer une lentille formée de deux cercles de verre assez minces pour être flexibles et dont l'intervalle serait occupé par un liquide transparent. L'avantage théorique du transmetteur à miroir se retrouverait dans celui-ci, nous voulons dire qu'il devrait produire des effets d'autant plus accentués sur un récepteur de sélénium qu'il agirait de plus loin sur lui.

La *fig.* 2 représente l'expérience qui consiste à interrompre un rayon de lumière à l'aide d'un disque de phénakisticope tournant

avec rapidité. C'est ce rayon interrompu que M. Bell a appelé. pour faciliter le langage, un rayon *vibratoire*.

Les rayons parallèles provenant de la source lumineuse, du Soleil par exemple, se réfléchissent sur le miroir M et sont concentrés à l'aide d'une lentille en un foyer où se trouve le disque perforé D (représenté en plan au bas de la figure). A leur sortie du disque, ces rayons sont reçus sur une autre lentille, qui les rend de nouveau parallèles, afin de leur permettre d'atteindre avec le moins de perte possible le poste récepteur. Dans ce dernier, une nouvelle lentille les force à converger au point O, où doit s'exercer leur influence.

Si l'on place en O une feuille d'ébonite mince, et qu'on y applique l'oreille, une note musicale sera perçue très distinctement. Recevons la lumière, non plus sur une feuille d'ébonite, mais sur l'orifice ouvert d'un tube quelconque, dont l'autre extrémité sera maintenue contre l'oreille (c'est l'expérience représentée dans la figure) : la note ne cessera pas d'être entendue. Fermons l'orifice libre du tube par une surface opaque absolument quelconque qui recevra directement la lumière : même résultat. Enfin recevons directement dans le conduit auditif le rayon lumineux vibratoire, et nous entendrons toujours la note, dont la hauteur dépend de la vitesse de rotation du disque perforé.

A vrai dire, les sons perçus dans ces expériences ne sont pas d'une très grande intensité, et il est nécessaire, pour les entendre, de se placer dans des conditions de grand silence.

Mais si, au lieu de ces tubes, de ces substances opaques, etc., on emploie du sélénium traversé par le courant d'une pile de 6 éléments Leclanché, et que l'on porte à son oreille un téléphone ordinaire placé dans le circuit, l'intensité devient relativement considérable, et il n'est plus besoin, pour réussir l'expérience, de se mettre à l'abri des bruits extérieurs. M. Bell a pu de cette façon percevoir des sons musicaux dans un récepteur placé à plus de *deux kilomètres* de l'appareil transmetteur.

Cet appareil transmetteur est certainement très simple, et la figure suffit à elle seule à l'expliquer; mais nous devons décrire l'appareil récepteur, qui a exigé, de la part de M. Bell et de son collaborateur M. Tainter, un travail assidu avant de se présenter sous une forme satisfaisante.

Quelles sont les conditions que doit remplir le système récepteur?

Elles sont au nombre de deux :

1° Le sélénium doit offrir à la lumière une surface aussi grande que possible.

2° Le sélénium doit être traversé par le courant électrique, de manière à lui offrir une résistance très faible.

Or ces deux conditions sont presque contradictoires, comme il est facile de s'en rendre compte. En effet, si l'on considère un poids donné de sélénium, celui-ci présentera une grande surface à la lumière, s'il est façonné en forme de lame excessivement mince; mais alors le courant qui le traverserait dans sa longueur rencontrerait une résistance considérable.

Au contraire, si deux rhéophores de cuivre de même surface que la lame de sélénium la comprimaient entre elles, le courant traverserait le sélénium d'une plaque de cuivre à l'autre, c'est-à-dire sous une épaisseur très faible, et par conséquent sans rencontrer une résistance sensible; mais, dans ce cas, la surface à impressionner serait réduite à son minimum, puisque les rhéophores cacheraient toute la surface du sélénium et que sa tranche seule serait exposée au jour.

MM. Bell et Tainter sont pourtant parvenus à réaliser simultanément ces deux conditions de la manière suivante.

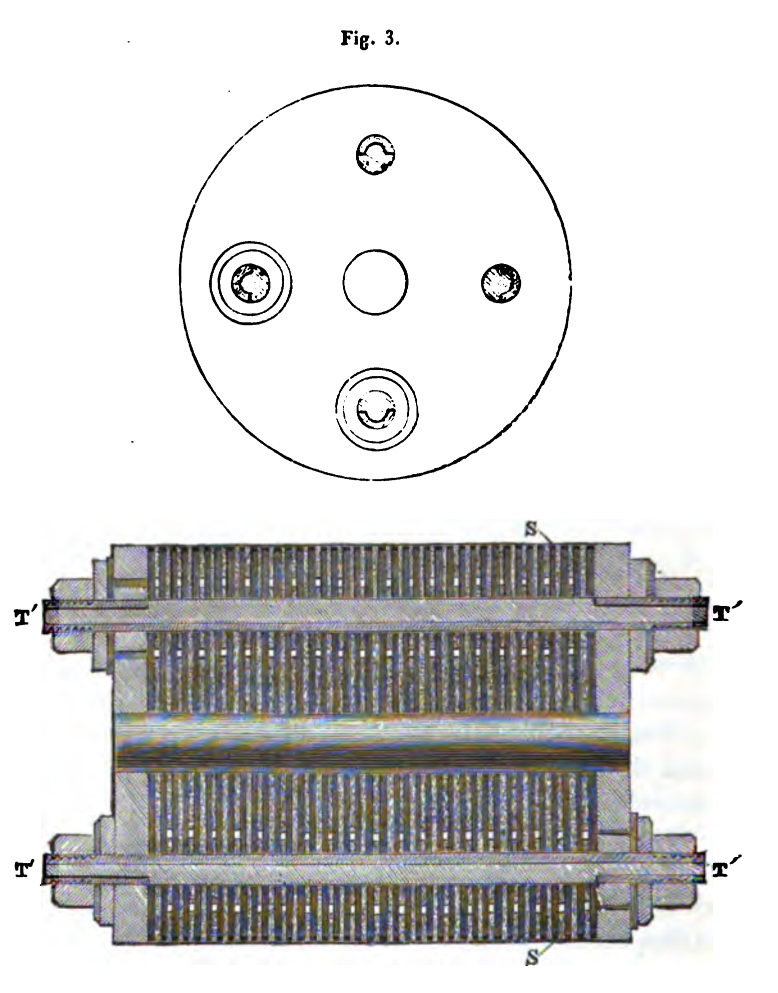
Récepteur cylindrique (*fig.* 3). — Il se compose d'une série de disques annulaires de laiton et de mica serrés les uns contre les autres. Les disques de mica sont d'un diamètre un peu plus faible que ceux de laiton, et la différence est comblée par du sélénium S (représenté en noir sur la *fig.* 3).

Le sélénium se présente donc sous la forme de petits anneaux, très peu épais, en contact direct avec les deux disques de laiton qui les limitent, suivant les génératrices du cylindre.

Les disques de laiton pairs sont tous en communication avec l'un des rhéophores TT, et les disques impairs sont en communication avec l'autre rhéophore T'T'. De cette manière, le courant parcourt *en quantité* tous les anneaux de sélénium et ne rencontre par là qu'une résistance extrêmement faible. On voit, en outre, que la surface extérieure du sélénium est considérable, eu égard à sa masse. Ce sont précisément les conditions qu'il fallait réaliser.

Pour fabriquer un semblable système, MM. Bell et Tainter ont imaginé un procédé des plus simples. Une fois les disques préparés comme il a été dit ci-dessus, il suffit de maintenir le cylindre que constitue cette pile de disques de mica et de laiton à la tempéra-

Fig. 3.



ture où le sélénium commence à se fondre. On frotte alors sur sa surface un crayon de ce métalloïde, tel qu'on le trouve dans le commerce, et, par cette opération, le sélénium se loge dans les cavités annulaires provenant de la différence des diamètres du laiton et du mica.

Il suffit ensuite d'élever graduellement la température jusqu'à ce que l'aspect métallique du sélénium disparaisse et fasse place à une couleur mate d'un gris ardoise. On éteint la lampe aussitôt, on laisse refroidir, et le récepteur est prêt à fonctionner.

La résistance totale est équivalente à 1200 ohms dans l'obscurité et à 600 ohms à la lumière du jour.

La sensibilité d'un pareil récepteur est tellement grande, que, dans les expériences que nous avons faites ces jours derniers ([1]), nous avons nettement perçu une note musicale (à l'aide du phénakisticope et du téléphone) lorsque la lumière vibratoire éclairait les anneaux de sélénium après s'être réfléchie sur une substance claire quelconque, telle qu'une feuille de papier, un mouchoir, etc. La lumière d'une bougie suffisait encore à impressionner le sélénium.

Le rapport de la surface de sélénium à la surface totale du cylindre est égal à 0,60.

Le photophone prouve une fois de plus que toute cause capable de modifier les propriétés électriques des corps peut servir à réaliser un téléphone articulant.

Ces modifications peuvent viser la force électromotrice; alors aucune pile, aucune énergie extérieure ne sera mise à contribution : c'est le cas du téléphone de Bell et le cas du téléphone à mercure.

Elles peuvent viser la capacité des corps, et, dans ce cas, aucune dépense d'énergie extérieure ne serait nécessaire. Il n'existe pas d'ailleurs de téléphone fondé sur les variations de capacité, bien que des essais aient été tentés dans ce sens par plusieurs physiciens.

Elles peuvent encore viser la résistance des corps; alors il est indispensable d'introduire un courant électrique, c'est-à-dire une énergie extérieure, dans le système : c'est le cas du microphone, du téléphone d'Edison, et c'est le cas aussi du photophone sujet de cette étude.

([1]) Nous employions seulement le courant de 6 éléments Leclanché.

SUR LA BALANCE D'INDUCTION ET LE SONOMÈTRE ÉLECTRIQUE DE M. HUGHES;

PAR M. A. BERTIN.

M. Hughes a décrit, dans le *Philosophical Magazine* du mois de juillet 1879 [1], un double instrument qui donne lieu à des expériences extrêmement curieuses.

Son principe est le même que celui des *inductomètres différentiels* connus dans la Science depuis quarante ans. La balance d'induction, avec ses quatre bobines, est une modification de l'*inductomètre* de Dove [2], et le sonomètre, qui n'en a que trois, est la reproduction de l'*inductionomètre* de Matteucci [3]. Mais l'instrument de mesure a été changé; M. Hughes a substitué au galvanomètre le téléphone, qui, d'abord, est plus sensible et qui, ensuite, ne confondant pas les deux courants induits direct et inverse, permet de supprimer l'emploi du disjoncteur.

I. — BALANCE D'INDUCTION.

Les *fig.* 1, 2 et 3 représentent l'appareil complet avec tous ses accessoires [4]. La *fig.* 1 en est la projection horizontale; on y voit la balance en A et B, et en S*o* le sonomètre, dont nous ferons d'abord abstraction. La *fig.* 2 est une coupe verticale de la balance; la *fig.* 3 donne le détail des accessoires.

La *balance d'induction* se compose de deux paires de bobines A et B (*fig.* 1 et 2) (dans la *fig.* 1 il faut d'abord supposer enlevée la règle R qui est sur le support B). Les bobines inférieures *a* et *a'* (*fig.* 2) sont les bobines inductrices; elles sont reliées par un fil caché sous la table. Le sens de l'enroulement du fil y est tel

---

(1) *Philosophical Magazine*, 5e série, t. VIII, p. 50 à 56.

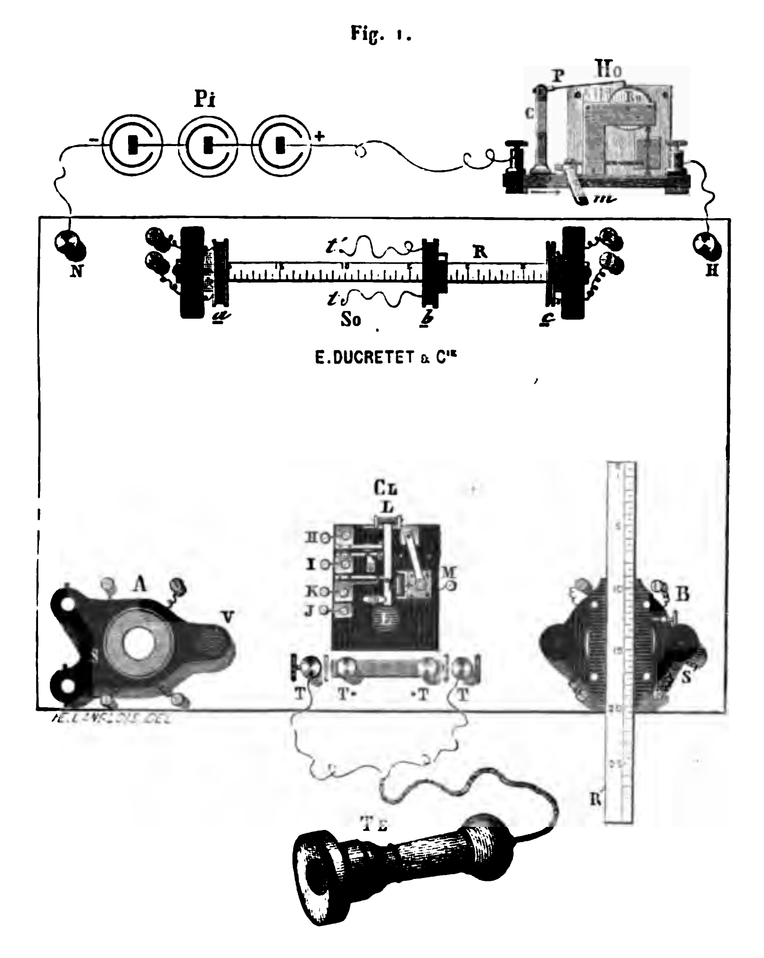
(2) *Annales de Poggendorff*, t. XLIX, p. 72; 1840. — *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. IV, p. 336.

(3) Présenté au Congrès de Florence, en 1841. *Voir* les *Leçons sur l'induction* de Matteucci, p. 45.

(4) Ces figures ont été prêtées par M. Ducretet, qui m'a procuré le nouvel appareil et qui a commencé à le reproduire.

qu'un courant qui les parcourt tourne dans les deux bobines en sens contraires. Ce courant leur est amené, par des fils également cachés, de la pile P*i* (*fig.* 1), composée de 3 éléments Daniell, et il est interrompu par une roue dentée, mue par un mouvement d'horlogerie H*o*. Ce mouvement fait tourner d'une vitesse uni-

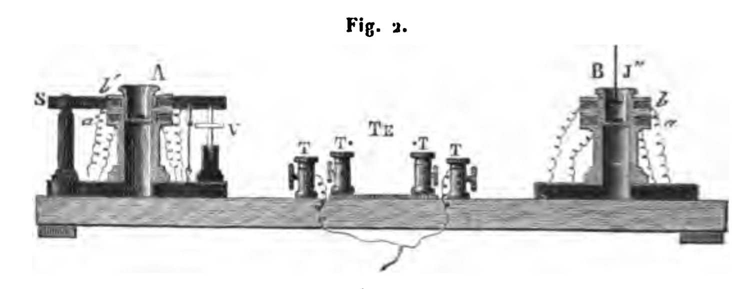
Fig. 1.



forme la roue dentée, qui communique avec l'un des pôles de la pile, pendant que l'autre pôle est attaché à un petit ressort en platine *p* qui frotte contre les dents de la roue. Quand l'horloge est en mouvement, le courant est successivement ouvert et fermé dans les deux bobines inductrices *a* et *a'*.

Au-dessus de ces bobines s'en trouvent deux autres *b* et *b'* (*fig.* 2) qui reçoivent les courants induits; elles sont reliées entre elles par un fil, toujours caché sous la table, de telle sorte qu'un même courant les parcourrait en tournant dans le même sens. Leurs extrémités libres communiquent avec les boutons T, T, auxquels on attache les fils du téléphone T*e*; les bornes T, T permettent l'adjonction d'un second téléphone. Les bobines inductrices *a* et *a'* étant de sens contraires, les courants induits dans les bobines *b* et *b'* sont toujours de sens contraires, et le téléphone est silencieux si les deux courants induits sont égaux. Cette condition de silence n'est pas

Fig. 2.



obtenue immédiatement, parce que l'égalité des bobines n'est pas absolue; mais on peut toujours la produire en agissant sur la vis V, qui éloigne ou rapproche la bobine induite *b'* de la bobine inductrice *a'* : c'est toujours par là qu'il faut commencer.

On a cherché à rendre égales les deux bobines induites et les deux bobines inductrices; mais il n'est pas nécessaire que les premières soient égales aux secondes. C'est seulement une condition de maximum pour l'induction, qui est toujours proportionnelle au produit des nombres de spires des deux bobines agissant l'une sur l'autre. Les dimensions choisies par M. Hughes sont les suivantes : chaque bobine porte 100^{m} du fil n° 32; elles sont en buis; leur diamètre intérieur est de 3^{cm}, l'extérieur de $5^{cm},5$; leur épaisseur est de 1^{cm}, et dans chaque groupe A et B elles sont séparées par un intervalle de 5^{mm}. Pour que les deux groupes ne puissent pas réagir l'un sur l'autre, l'auteur conseille de les éloigner de 1^{m}; en réalité, leur distance n'est que la moitié de celle-là dans l'appareil qu'il nous a envoyé.

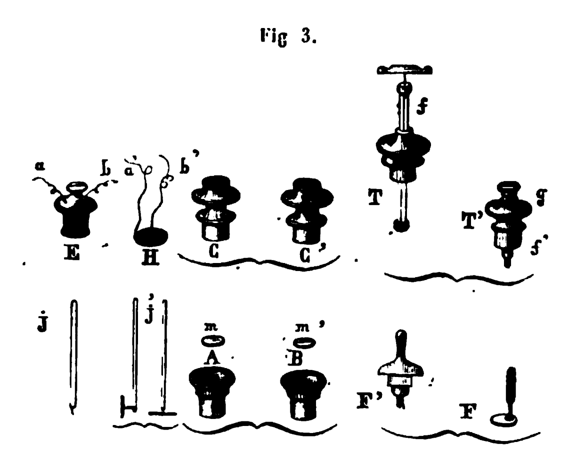
M. Hughes s'est proposé d'étudier à l'aide de la balance l'influence des masses métalliques sur l'induction. Cette influence a déjà fait

l'objet de nombreux travaux qui commencent à Arago (1824) et finissent à Verdet (1851); elle se manifeste d'une manière inattendue dans les nouvelles expériences. Nous allons les passer en revue.

On voit en C*l* (*fig.* 1) un organe très compliqué : c'est la *clef*. Elle n'est utile que pour mettre en communication successivement la balance et le sonomètre avec la pile. Qu'il nous suffise de savoir qu'en poussant la languette M, de manière que son extrémité libre repose sur le bouton métallique qui est à gauche, le circuit inducteur de la balance est fermé. Si ensuite nous poussons l'arrêt *m* de l'horloge, celle-ci se met en mouvement et le courant inducteur est interrompu régulièrement. Enfin mettons le téléphone à notre oreille et rendons-le silencieux en agissant sur la vis V ; nous serons prêts pour expérimenter.

Expérience 1. — Plaçons dans les deux groupes de bobines A et B (*fig.* 1 et 2) les deux godets en buis A et B (*fig.* 3). Si nous

Fig 3.



mettons dans le godet A une pièce de 1^{fr}, le téléphone, d'abord silencieux, deviendra très bruyant; une seconde pièce mise en B ne le fera pas taire en général, parce que les deux pièces ne sont pas parfaitement égales, soit en poids, soit en titre, soit en température, etc. On reconnaîtra facilement quelle est celle dont l'action est moindre en en approchant une pièce de $0^{fr},50$ fixée normalement à l'extrémité d'une tige de bois J″ (*fig.* 3). D'un côté elle

augmente le bruit du téléphone, de l'autre elle le diminue jusqu'à l'anéantir : c'est de ce dernier côté que se trouve la pièce la plus faible.

La sensibilité de la balance est telle, que, si le téléphone est silencieux parce que les deux godets renferment des pièces égales, il suffira de souffler sur un des godets, ou d'échauffer légèrement une des deux pièces avec les doigts pour que le téléphone se fasse entendre. La plus petite différence de titre dans des monnaies égales en apparence se reconnaît également.

En opérant successivement sur des disques de même diamètre et de même épaisseur, on constate l'inégale action des divers métaux.

Les sons correspondant à chaque métal diffèrent non seulement par leur intensité, mais encore par leur tonalité. Ainsi le fer doux donne un son étouffé, tandis que l'acier trempé donne des sons très aigus. M. Hughes attribue cette différence entre les métaux à une différence dans la rapidité de leur action inductive.

Expérience 2. — Les masses métalliques agissent ici comme les diaphragmes que nous introduisons dans les bobines induites pour affaiblir la tension du courant induit, et ces diaphragmes eux-mêmes agissent comme une bobine intérieure, qui recevrait l'induction si elle était fermée et ne produirait aucun effet si elle était ouverte. Ce sont des phénomènes connus.

Enlevons le godet que nous avions mis en A et introduisons à sa place la bobine E (*fig.* 3), dont les bouts du fil peuvent être à volonté réunis ou séparés : s'ils sont séparés, le téléphone se taira; s'ils sont réunis, il fera entendre un bruit intense.

Expérience 3. — Répétons l'expérience avec la bobine plate H. L'effet sera le même si elle est horizontale; mais si elle est verticale, le téléphone sera silencieux, que la bobine soit ouverte ou fermée : c'est que les courants induits ne peuvent pas se produire dans un circuit perpendiculaire au courant inducteur.

Expérience 4. — La même chose a lieu avec les disques métalliques. La tige de bois J' (*fig.* 3) est articulée à son extrémité et porte une pièce de 1^{fr} qui lui est parallèle. Si on la place horizon-

talement sur le groupe A, le téléphone parlera si la pièce est horizontale; il se taira si la pièce est verticale et fera entendre un son d'intensité variable pendant qu'on tournera la tige sur elle-même.

Expérience 5. — Cette influence de la position du disque peut être facilement constatée sur tous les métaux non magnétiques; mais, pour les métaux magnétiques, elle s'exerce en sens contraire. Prenons le disque F (*fig.* 3); il est en fer ou en nickel, et il porte latéralement une tige normale à sa surface. A l'aide de cette tige, je l'introduis dans la bobine A : l'effet sera très faible si le disque est horizontal, très fort au contraire s'il est vertical.

Expérience 6. — La même chose aura lieu avec une spirale plate en fer : l'effet sera très faible si la spirale est horizontale, qu'elle soit ouverte ou fermée, l'induction dans le fer étant faible; le téléphone parlera au contraire très fort si cette spirale est verticale, et il sera encore indifférent de l'ouvrir ou de la fermer.

Expérience 7. — C'est que les métaux magnétiques peuvent agir de deux manières : comme diaphragmes, si leur dimension parallèle à l'axe de la bobine est petite, et comme aimants, si cette dimension est grande. Dans le premier cas, ils diminuent l'induction, dans le second cas ils l'augmentent. Cet antagonisme est mis en évidence par l'expérience suivante.

J'introduis le disque en fer F (*fig.* 3) entre les deux bobines *a* et *b'* du groupe A: l'effet, qui était faible quand le disque était dans le centre des bobines, devient très intense. J'introduis ensuite à côté, et cette fois dans l'axe des bobines, le faisceau de fil de fer attaché au support F' (*fig.* 3) : le téléphone, qui parlait très haut, parle maintenant tout bas, et on pourrait le faire taire en soulevant un peu le faisceau de fil de fer. Il est donc prouvé que ce faisceau agit en sens contraire du disque.

Expérience 8. — La balance rend sensible des variations de magnétisme qui doivent être très faibles. On le démontre avec les deux pièces T et T' (*fig.* 3). T' contient un fil de fer qui signale sa présence en A par le bruit du téléphone; T porte un fil plus long, qui est fixé par le bas et qui, à l'aide de la manette *f*, peut

être tordu. Placé en B, le fil T n'éteint pas complètement le bruit produit par le fil T' en A; mais il suffit de tordre légèrement le fil T pour que le téléphone redevienne silencieux.

Expérience 9. — On trouve dans ces phénomènes un moyen de mesurer la limite de sensibilité de la balance. L'introduction dans les bobines d'une tige de bois J (*fig.* 3) portant à son extrémité un petit fil de fer de 1^{mm} de long et de $0^{mm},1$ de diamètre produit dans le téléphone un bruit appréciable. C'est même un moyen de reconnaître la délicatesse d'oreille nécessaire pour ces expériences : il faut qu'elle soit sensible à l'action de cette petite quantité de fer, dont le volume n'est pas le centième du millimètre cube, et qui ne pèse pas $\frac{1}{10}$ de milligramme.

On voit à l'autre extrémité de la même tige une petite spirale en cuivre très fin, d'un poids insignifiant, et qui forme un autre test-objet pour juger de la sensibilité de l'ouïe de l'observateur.

Après ce défilé des expériences que l'on peut faire avec la balance d'induction, le lecteur doit désirer apprendre comment on peut mesurer les effets produits. M. Hughes a imaginé pour cela plusieurs méthodes, dont aucune ne paraît le satisfaire complètement. Mais la méthode préférée est celle qui s'appuie sur l'usage du sonomètre; nous sommes ainsi appelés à nous occuper de cet instrument.

II. — Sonomètre électrique.

Le sonomètre S*o* (*fig.* 1) est un inductomètre à trois bobines verticales *a*, *b*, *c*. Les deux extrêmes sont les bobines inductrices; elles communiquent entre elles et avec le circuit général par des fils toujours cachés, suivant la détestable habitude des constructeurs; elles sont tournées de manière que le courant les parcoure en sens contraires. Elles sont fixées aux extrémités d'une règle horizontale de 250^{mm} de longueur, sur laquelle court une troisième bobine *b*, qui est la bobine induite. Les extrémités de cette bobine sont attachées aux boutons *t*, *t'*, qui communiquent avec les boutons T, T auxquels est attaché le téléphone. Ces bobines ne sont plus égales. L'auteur ne donne pas d'indications sur leurs dimen-

sions : on peut seulement remarquer que la bobine *a* est la plus épaisse et la bobine *c* la plus mince; la bobine induite *b* est d'une épaisseur intermédiaire.

On ne peut pas mettre le sonomètre dans le circuit sans agir sur la clef C*l*. La partie principale de cette clef est un levier analogue à celui des clefs de Morse. Tant qu'on n'y touche pas, la balance est dans le circuit et le sonomètre n'y est pas; c'est le contraire qui arrive quand on abaisse le levier en pressant sur le bouton L. Rien n'est donc plus facile que d'entendre alternativement le son de la balance et le son du sonomètre.

Le sonomètre, en effet, produit un son quand le courant interrompu le traverse; les deux bobines inductrices *a* et *c* donnent des courants induits de sens contraires dans la bobine *b*, et ces courants, en passant par le téléphone, changent son état magnétique et le font parler s'ils ne sont pas égaux. Si donc, ayant le téléphone à l'oreille, on fait glisser la bobine induite *b* sur la règle, on trouve une position pour laquelle le téléphone est silencieux. C'est là qu'est le zéro de la règle. Dans notre appareil, il est à 5^{cm} de la bobine la plus mince *c* et à 20^{cm} de la bobine la plus épaisse *a*. Si l'on éloigne la bobine *b* du zéro, le son reparaît plus ou moins fort et son intensité peut être indiquée par la division à laquelle la bobine est arrêtée.

Nous avons maintenant à comparer tous les métaux pris sous la même forme, celle de disques, et les mêmes dimensions, celles d'un schilling. Nous en mettons un dans le godet A de la balance : le téléphone donne un son produit par le métal. Pressons sur la clef : nous en entendrons un autre produit par le sonomètre, et nous le ferons varier en déplaçant la bobine induite *b*. En pressant alternativement sur la clef, nous entendrons successivement les deux sons et nous finirons par les rendre égaux. La bobine induite du sonomètre sera alors à une certaine division qui mesurera l'effet du métal : ce sera 115 pour un schilling, 52 pour un disque de fer de mêmes dimensions, 40 si c'est du plomb, etc. Cependant il ne faut pas oublier que ces mesures, que M. Hughes trouve faciles, sont en réalité très difficiles. Il arrive, je ne sais pourquoi, que les deux sons à comparer n'ont pas la même hauteur, et alors on hésite beaucoup à dire qu'ils sont égaux en intensité; il faut certainement un apprentissage de l'oreille, que je n'ai pas eu le temps

de faire, et qui n'aboutit peut-être qu'à une illusion. Quoi qu'il en soit, voici les nombres trouvés par M. Hughes.

Je les appellerai *coefficients d'induction spécifiques.* J'ai mis à côté d'autres coefficients semblables, mais obtenus par d'autres méthodes par Babbage et Herschel et par Nobili : tous ces nombres ne s'accordent pas entre eux. Ils n'ont pas plus de rapports avec la conductibilité, dont la dernière colonne du Tableau contient les coefficients, empruntés à l'Ouvrage anglais de Latimer-Clark.

Métaux.	Coefficients d'induction			Coefficients de conductibilité électrique.
	d'après M. Hughes.	d'après Babbage et Herschel.	d'après Nobili.	
Argent pur	125	»	»	100
Or	117	»	»	78
Argent des monnaies	115	»	»	»
Aluminium	112	»	»	55
Cuivre	100	100	100	100
Zinc	80	93	30	29
Bronze	76	»	»	»
Étain	74	46	21	12,4
Fer ordinaire	52	»	»	15
Maillechort	50	»	»	12 à 16
Fer pur	45	»	»	»
Cuivre allié d'antimoine	40	»	»	»
Plomb	38	25	17	8,3
Antimoine	35	»	»	4,5
Mercure	30	»	»	1,6
Soufre allié de fer	20	»	»	»
Bismuth	10	»	»	1,2
Zinc allié d'antimoine	6	»	»	»
Éponge d'or pur	3	»	»	»
Charb. des cornues à gaz	2	»	»	»

Les nouvelles expériences de M. Hughes excitent tout d'abord l'étonnement; mais, en réalité, elles ne sont qu'une application immédiate des lois connues de l'induction.

On sait que chaque interruption successive du courant inducteur produit deux courants induits, l'un *inverse,* l'autre *direct,* qui sont égaux en quantité et inégaux en *intensité,* ce dernier mot dé-

signant le quotient de la quantité par la durée du courant. Ces deux courants se montreront donc égaux dans tous les appareils qui ne mesurent que la quantité, tels que le galvanomètre et le voltamètre, tandis qu'ils se montreront inégaux dans tous les phénomènes qui dépendent de l'intensité, tels que la commotion, l'étincelle et l'aimantation de l'acier trempé. C'est ce dernier phénomène que l'on observe avec le téléphone, dont le bruit est le résultat du changement de magnétisme de l'aimant qui lui sert de noyau par le courant induit qui circule autour de cet aimant. On peut s'assurer que cet instrument est sensible aux deux courants induits, mais qu'il parle beaucoup plus fort quand il reçoit le courant direct, celui qui correspond à la rupture du courant inducteur. Si le téléphone reçoit à la fois les courants induits dans deux bobines de sens contraires, c'est comme s'il ne recevait que leur différence, et il restera silencieux quand les deux courants seront égaux.

L'introduction d'une bobine fermée dans la bobine induite produit un effet bien connu : elle augmente la durée de l'induction et par conséquent diminue l'intensité du courant induit; son action sur le téléphone sera donc affaiblie. Le résultat sera le même si l'on remplace la bobine par une masse métallique dans laquelle puissent se développer des courants induits. Cette masse, qu'on appelle *diaphragme*, pourra avoir une forme quelconque, pourvu que ses dimensions parallèles à l'axe de la bobine ne soient pas trop petites. L'induction paraît devoir être d'autant plus facile que le corps est plus conducteur; mais elle doit dépendre d'autre chose que de la conductibilité mesurée dans des fils.

Mais si le corps introduit dans la bobine est magnétique, si c'est du fer, par exemple, les résultats seront bien différents. Le fer s'aimante par le passage du courant, et cette aimantation augmente l'induction tout entière, aussi bien la quantité que l'intensité. Tous les effets sont donc augmentés, aussi bien les effets galvanométriques que les effets téléphoniques. Seulement, si le fer agit comme aimant, il agit aussi comme diaphragme métallique ; de là une complication qu'on fait disparaître en remplaçant le noyau en fer par un faisceau de fils de fer.

SUR LA COMBINAISON DE L'HYDROGÈNE PHOSPHORÉ AVEC L'ACIDE CHLORHYDRIQUE;

PAR M. J. OGIER.

On connaît depuis longtemps les combinaisons que forme l'hydrogène phosphoré avec les acides bromhydrique et iodhydrique. On avait lieu de penser qu'on pourrait obtenir avec l'acide chlorhydrique un composé analogue : c'est en effet ce que démontre l'expérience suivante, réalisée à l'aide de l'appareil si connu de M. Cailletet pour la liquéfaction des gaz.

Le tube ordinaire de l'appareil Cailletet est rempli, sur le mercure, d'un mélange à volumes égaux de gaz chlorhydrique et d'hydrogène phosphoré pur; il convient d'employer des tubes de diamètre assez large. La courbure inférieure est remplacée par un ajutage mobile, ce qui permet d'introduire facilement les gaz comme dans une éprouvette ordinaire.

En comprimant le mélange, à $+14^{\circ}$, vers 20^{atm}, la combinaison a lieu, et l'on voit apparaître de petits cristaux jaunâtres, très brillants, assez semblables à ceux que fournit le bromhydrate. Par une compression suffisante, les deux gaz disparaissent entièrement si le mélange a été bien fait, et le tube reste tapissé d'une paroi cristalline, sans trace de liquide.

Si l'on échauffe la partie supérieure du tube en l'enveloppant d'eau tiède, la compression détermine la formation d'une couche liquide : c'est ce qui a lieu dès la température de $+20^{\circ}$.

Si on laisse refroidir lentement le tube, l'appareil étant maintenu sans fuite vers 60^{atm} ou 70^{atm}, de manière à obtenir seulement une petite couche de liquide, il vient un moment où la combinaison se forme à l'état cristallin et d'une manière lente; un vide partiel se fait alors dans le tube, et le mercure monte : dans ces conditions, le volume des cristaux peut être assez considérable.

La formation du liquide peut être aussi réalisée sans échauffement extérieur du tube; il suffit de comprimer brusquement. La chaleur dégagée est alors suffisante pour maintenir le tout à l'état liquide pendant quelques instants.

Le froid détermine de même la formation du composé solide. Si

en effet, avant qu'il y ait aucun dépôt de cristaux, vers 25^{atm} par exemple, on vient à détendre le mélange gazeux, on voit se former, non pas un brouillard comme dans le cas des gaz liquéfiés, mais de petits flocons solides, très légers, qui tombent lentement les uns derrière les autres le long des parois du tube, puis disparaissent. Cette expérience est fort élégante.

La même combinaison se produit d'ailleurs sous l'influence du froid sans le concours de la pression. J'ai soumis le précédent mélange de gaz, contenu dans un tube ouvert par sa pointe sous une couche de mercure, au froid produit par l'évaporation du chlorure de méthyle liquide traversé par un courant d'air. Le dépôt de cristaux a lieu vers — 30°, presque subitement; le mercure monte alors et remplit la presque totalité du tube.

J'ai cherché à savoir si le mélange des deux gaz était accompagné d'un phénomène thermique appréciable et si, par suite, le chlorhydrate d'hydrogène phosphoré existait à l'état gazeux : les élévations de température observées ont été si faibles, qu'il serait téméraire d'en tirer aucune conclusion précise; ces essais montrent seulement que le composé dont il s'agit est, s'il existe à l'état de gaz, à peu près totalement dissocié à la pression et à la température ordinaires. Je suis arrivé à des résultats analogues en étudiant, au point de vue thermique, le mélange du gaz bromhydrique avec l'hydrogène phosphoré, l'expérience étant réalisée vers 40°, température à laquelle le système reste gazeux. On n'observe pas, dans ces conditions d'élévation, de température appréciable.

BAROMÈTRE AMPLIFICATEUR;

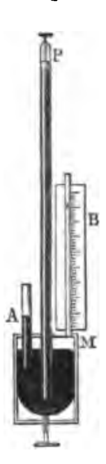
PAR M. E. DEBRUN.

La figure théorique ci-jointe permettra de saisir le principe de l'appareil. Imaginons un baromètre de Fortin dont la pointe P, au lieu d'être placée dans la cuvette, est logée dans la chambre barométrique. Dans la cuvette plonge un tube A ouvert dans l'atmosphère, et, quand le mercure affleure en P, la hauteur barométrique est la différence de niveau PA. Un deuxième tube B, plus étroit

que le précédent et qui est également ouvert, communique avec la partie supérieure de la cuvette ; celle-ci est fort large et contient de l'eau au-dessus du mercure. On observe les variations du niveau de l'eau en B, le long d'une règle divisée.

Quand la pression atmosphérique H varie, sa variation agit uni-


Fig. 1.



quement sur les niveaux A et B, puisqu'on fait toujours affleurer le mercure en P, et, comme la surface de séparation de l'eau et du mercure demeure sensiblement fixe en M, grâce à la section très considérable de la cuvette, les variations de niveau en B sont treize fois et demie plus considérables que celles du mercure en A, c'est-à-dire que l'appareil est équivalent à un baromètre à eau au point de vue de la sensibilité (1).

Dans la disposition que j'ai adoptée, on constate l'affleurement

(1) Soit $l - l'$ la variation du niveau en B correspondant à une variation $H - H'$ de la pression atmosphérique à température constante. Désignons, en outre, par S la section de la cuvette, par σ celle du tube B, par D et d les densités du mercure et de l'eau. On démontre aisément la relation

$$l - l' = (H - H')\frac{D}{d}\,\frac{S}{S + \sigma\left(\frac{D}{d} - 1\right)}.$$

Si le diamètre de la cuvette est de $0^m,1$, celui du tube de $0^m,003$, le dernier facteur est 0,9868.

à l'aide d'une sonnerie électrique en relation avec le mercure et avec la pointe, et on l'obtient à l'aide d'un sac en caoutchouc plein de mercure, communiquant avec la cuvette et muni d'un étau compresseur.

O. LODGE. — On intermittent currents and the theory of the induction-balance (Sur les courants intermittents et la théorie de la balance d'induction); *Philosophical Magazine*, 5e série, t. IX, p. 123; 1880.

Considérons le circuit solitaire d'une pile de force électromotrice E, et supposons que la résistance passe brusquement de la valeur R à la valeur S. Soit L le coefficient d'induction du courant sur lui-même. L'intensité à l'époque t est déterminée par l'équation

$$L\frac{di}{dt} + Si = E. \tag{1}$$

Supposons que la résistance oscille brusquement entre les valeurs R et S, à des intervalles τ très petits et égaux. En intégrant et en tenant compte des conditions initiales, on aura, après un grand nombre d'oscillations,

$$i = \frac{E}{S} + \frac{E(S-R)}{SR}\left(\frac{1-e^{-\frac{R}{L}\tau}}{1-e^{-\frac{S+R}{L}\tau}}\right)e^{-\frac{S}{L}t}, \tag{2}$$

cette formule alternant avec une autre qu'on obtient en permutant R et S.

Imaginons maintenant que dans le voisinage du circuit de la pile il y ait un second circuit de résistance r. Soient l son coefficient d'induction sur lui-même et M le coefficient d'induction mutuelle des deux circuits; on aura

$$\left\{\begin{aligned} L\frac{di}{dt} + M\frac{dj}{dt} + Si &= E,\\ l\frac{dj}{dt} + M\frac{di}{dt} + rj &= 0. \end{aligned}\right. \tag{3}$$

On peut séparer les variables par différentiation et déterminer i

et j. On reconnaît alors que M n'entre dans la valeur de i que par la fonction

$$\frac{LrSM^2}{(Lr - lS)^2},$$

de sorte que, si M^2 est négligeable par rapport à Ll, l'intensité i du premier courant n'est pas affectée par la présence du second. L'intensité de ce dernier est donnée par la formule

$$(4) \qquad j = \frac{2ME(S-R)}{R(Lr - lS)\sqrt{1 + \frac{LrSM^2}{(Lr - lS)^2}}} e^{-\alpha t} \sin h\beta t.$$

Dans la balance d'induction, il y a trois circuits en présence : 1° celui de la pile et du microphone; 2° celui du téléphone; 3° celui qui est constitué par la pièce de métal introduite dans la balance. Pour ce dernier, soient ρ la résistance, k l'intensité du courant, λ son coefficient d'induction sur lui-même, μ et m ses coefficients d'induction sur les deux premiers circuits.

On règle d'abord les deux premiers circuits en sorte que le téléphone soit muet, c'est-à-dire qu'on ait

$$M = 0,$$

puis on introduit le troisième circuit, dont la présence provoque un courant dans le deuxième. Les coefficients μ et m étant toujours assez petits pour que leurs carrés soient négligeables, on a

$$(5) \qquad \begin{cases} L\dfrac{di}{dt} + Si = E, \\ l\dfrac{dj}{dt} + m\dfrac{dk}{dt} + rj = 0, \\ \lambda\dfrac{dk}{dt} + \mu\dfrac{di}{dt} + \rho k = 0. \end{cases}$$

La première équation n'est autre que l'équation (1). La troisième permet de trouver la valeur de k, quand on fait varier brusquement la résistance du premier circuit :

$$(6) \qquad k = \frac{\mu E(S-R)}{R(L\rho - S\lambda)}\left(e^{-\frac{S}{L}t} - e^{-\frac{\rho}{\lambda}t}\right),$$

Enfin, la deuxième équation nous donne l'intensité du courant téléphonique :

$$j = -\frac{m\mu E(S-R)}{R}\left[\frac{r}{(Lr-lS)(l\rho-\lambda r)}e^{-\frac{r}{l}t} + \frac{\rho}{(l\rho-\lambda r)(\lambda S - L\rho)}e^{-\frac{\rho}{\lambda}t} + \frac{\rho}{(\lambda S - L\rho)(Lr-lS)}e^{-\frac{S}{L}t}\right].$$

Ces résultats conduisent aux remarques suivantes :

1° Le courant produit par une pièce de métal n'a pas le même caractère que le courant produit par un léger déplacement relatif des bobines. Ce dernier présente des oscillations moins nombreuses, en sorte que les deux sons n'ont pas le même timbre. L'octave aiguë entre dans la composition du premier. La compensation ne peut donc se faire complètement par le déplacement d'une bobine, sauf dans le cas particulier où les circuits de la pile et du téléphone sont semblables, en sorte que l'on ait

$$\frac{S}{L} = \frac{r}{l}.$$

2° L'effet obtenu est proportionnel au produit $m\mu$ des actions des deux circuits sur la pièce. Si les bobines des deux circuits sont égales, leurs actions sont symétriques, et un maximum ou un minimum d'action correspond à la position de la pièce au milieu de leur distance. Une discussion plus approfondie montre qu'on a un maximum quand la distance des bobines est inférieure à leur diamètre et, dans le cas contraire, un minimum séparant deux maxima.

3° Le courant téléphonique n'est pas proportionnel à la conductibilité de la pièce de métal. Quand le coefficient λ, qui est ordinairement petit, devient négligeable par rapport à la résistance ρ, l'intensité tend à devenir proportionnelle à la conductibilité.

4° La mesure par le sonomètre laisse à désirer, parce que les deux sons n'ont pas généralement le même timbre. L'auteur conseille de le modifier en supprimant une des bobines inductrices et en donnant à la bobine induite un petit diamètre. L'induction est alors en raison inverse du cube de la distance du centre de la bobine induite à la circonférence moyenne de la bobine inductrice.

5° La mesure par une lame métallique graduée donnerait une

compensation plus exacte et serait préférable. On pourrait aussi employer un disque de cuivre ou une bobine de fil formant un circuit fermé qu'on déplacerait sur l'axe de l'une des paires de bobines en laissant son plan parallèle à ceux de leurs faces.

6° L'introduction d'un métal magnétique jette une grande perturbation. Elle modifie le coefficient M d'induction mutuelle des bobines, qui cesse d'être nul, et, comme l'état magnétique varie d'une manière continue, il est impossible de le compenser. Quand on veut faire des mesures avec la balance d'induction, il est indispensable de rejeter les corps magnétiques.

FOUSSEREAU.

J.-H. POYNTING. — On the graduation of the sonometer (Sur la graduation du sonomètre); *Phil. Magazine*, 5e série, t. IX, p. 59; 1880.

D'après Maxwell, le coefficient M d'induction d'un courant circulaire sur un autre circuit de même axe et de même rayon est donné par la formule

$$M = -\frac{4\pi^2 b^4}{c^3}\left(\frac{1}{2} - \frac{3b^2}{4c^2} + \frac{15}{8}\frac{b^4}{c^4} - \frac{35}{8}\frac{b^6}{c^6} + \frac{2835}{256}\frac{b^8}{c^8} - \dots\right),$$

b étant le rayon d'un des circuits et c la distance du centre de l'un à la circonférence de l'autre. En attribuant aux circuits des bobines du sonomètre des rayons intermédiaires entre ceux des tours extrêmes, et en désignant par m et n le nombre de tours de chacune des bobines inductrices, on peut déduire de cette formule les coefficients mM_1 et nM_2 des actions de ces bobines sur la bobine mobile, quand elle occupe une certaine position.

La différence

$$mM_1 - nM_2$$

ne se trouve pas proportionnelle à la conductibilité, ce qui n'a rien de surprenant, l'effet magnétique produit dans le téléphone dépendant de la manière dont chacun des courants induits est réparti dans le temps.

FOUSSEREAU.

W. CHANDLER ROBERTS. — On an analogy between the conductivity for heat and the induction-balance effect of copper-tin alloys (Sur la concordance entre l'effet de la balance d'induction sur les alliages de cuivre et d'étain et leur conductibilité pour la chaleur); *Phil. Magazine,* 5e série, t. VIII, p. 551; 1879.

OLIVER LODGE. — Note on a determination of the specific electrical resistance of certain copper-tin alloys (Note sur la détermination de la résistance électrique spécifique de certains alliages de cuivre et d'étain); *Phil. Magazine,* 5e série, t. VIII, p. 554; 1879.

Quand on détermine la courbe des inductions manifestées dans la balance de Hughes par les alliages de cuivre et d'étain, on remarque un maximum correspondant à la formule $SnCu^3$ et un minimum très prononcé pour la formule $SnCu^4$. Cette même circonstance se reproduit dans la courbe des conductibilités pour la chaleur déterminée par Calvert et Johnson, et les deux phénomènes présentent une concordance remarquable.

Les alliages $SnCu^3$ et $SnCu^4$ semblent être des combinaisons définies distinctes, le dernier étant un métal jaune d'un grand éclat et d'une structure homogène, tandis que l'autre a une teinte bleuâtre et une structure cristalline.

Cependant, la courbe des conductibilités pour l'électricité dressée par Mathiessen ne présente pas de particularités analogues aux précédentes. D'après M. Roberts, cela pourrait tenir à ce que ce savant n'aurait pas étudié les alliages de composition voisine des formules que nous venons de citer, la fragilité de ces alliages les rendant difficiles à réduire en fils.

M. Lodge s'est chargé de déterminer avec soin les conductibilités électriques de six alliages de cuivre et d'étain, parmi lesquels se trouvent les deux précédents. Les résultats ont entièrement confirmé les prévisions de M. Roberts, et la courbe des conductibilités se trouve ainsi ramenée à une forme analogue à celle des inductions. L'alliage $SnCu^4$, en particulier, présente une résistance quatre fois plus grande que l'alliage $SnCu^3$.

FOUSSEREAU.

IL NUOVO CIMENTO.

Tomes V et VI. — Année 1879.

E. ECCHER. — Sur les forces électromotrices développées par les solutions salines à différents degrés de concentration et en contact avec leurs métaux, t. V, p. 5.

On savait que l'on pouvait obtenir un courant en plongeant deux électrodes en communication avec un galvanomètre dans deux solutions différentes d'un même acide, séparées par un diaphragme poreux; l'auteur démontre que le même fait a lieu avec des solutions salines et neutres, en faisant usage d'électrodes du même métal de la base du sel en solution.

L'auteur décrit sa méthode et son appareil de mesure, et les expériences pour vérifier que ledit courant dépend seulement de l'action du métal sur les solutions.

A. BARTOLI. — Une nouvelle expérience sur l'électrolyse avec de faibles électromoteurs, p. 92.

L'auteur démontre que, avec des électromoteurs très faibles quelconques, on peut produire la décomposition chimique par le courant.

P. DONNINI. — Sur l'équivalent mécanique de la chaleur, la théorie cinétique et la chaleur atomique des gaz, p. 97.

En partant des premières équations de la théorie mécanique de la chaleur et de la fonction caractéristique des gaz, et à l'aide d'un calcul très simple, l'auteur démontre certaines relations existant entre les chaleurs spécifiques de ces corps.

C. MARANGONI. — Sur les larmes philosophiques, p. 116.

L'auteur nous apprend à faire ces larmes (autrement dites *bataviques*) avec de la colophane, et il décrit des expériences pour démontrer l'influence du temps, de la trempe et de la température dans une expérience bien connue dans les Cours.

E. BETTI. — Sur la théorie des condensateurs, p. 119.

Cette théorie a été donnée la première fois par Green, en négligeant l'action du cohibent et de l'électricité répandue sur les surfaces extérieures des armures. Clausius traita le cas des armures circulaires et infiniment minces, afin de pouvoir considérer les armures comme si elles étaient des surfaces mathématiques. M. Betti complète la théorie de Green sans poser les précédentes restrictions, en tenant compte de toute l'électricité sur les deux faces de chaque armure.

A. ROITI. — Expérience sur une action pondéromotrice intérieure du courant, p. 134.

L'auteur a découvert le fait suivant : si l'on immerge dans un liquide une lame solide et mobile autour d'un axe, le courant qui parcourt le liquide tend à placer la lame dans la direction du courant maximum si elle est conductrice et normalement à une telle direction si la lame est isolante.

G. PISATI. — Sur l'élasticité des métaux à diverses températures, p. 145.

Ce travail a paru dans plusieurs numéros du *Cimento* et finit dans la troisième série (1879, t. V, p. 160). Dans les pages 159-160 de ce dernier Tome V, on trouve le résumé des résultats obtenus par l'auteur.

A. BARTOLI. — Sur les polarités galvaniques, et sur la décomposition de l'eau avec une pile dont la force électromotrice soit moindre que celle d'un couple Daniell, p. 203.

Ce travail a le même but que celui du même auteur dont nous avons déjà fait mention dans la présente revue, mais il est plus complet et beaucoup plus étendu. Voici les principaux résultats obtenus par l'auteur.

Les plus faibles électromoteurs, même un couple thermo-électrique fer et cuivre, peuvent décomposer l'eau. La loi d'Ohm se

vérifie dans le premier instant du passage du courant, lorsque la résistance du voltamètre est petite relativement à celle de tout le circuit. En fermant le circuit et dans le cas où la résistance du voltamètre est très grande relativement à celle du circuit, la boussole de Wiedemann donne des déviations impulsives exactement proportionnelles aux forces électromotrices, pourvu que celles-ci soient au-dessous d'une certaine limite; mais, dans le cas contraire, lesdites déviations croissent plus rapidement que les forces électromotrices. Lorsque l'on continue à augmenter la force électromotrice, sans toutefois faire varier la résistance de la pile, on arrive à une limite au-dessus de laquelle le rapport entre les déviations et les forces électromotrices est constant.

G. WIEDEMANN. — Sur la dissociation des sels ferriques dissous, t. V, p. 252, et t. VI, p. 18.

C'est la traduction d'un Mémoire publié par M. Wiedemann en continuation de ses études bien connues sur les propriétés magnétiques des combinaisons chimiques.

G. POLONI. — Sur une surface de capillarité, t. VI, p. 26.

Si au moyen d'une vis micrométrique on abaisse une pointe verticale jusqu'à toucher la surface libre du liquide et si après on soulève lentement la pointe, la partie du liquide qui s'attache à la pointe et monte avec celle-ci prend la forme d'un solide de révolution engendré par la rotation d'une courbe autour d'un axe vertical. L'auteur détermine numériquement les valeurs des coordonnées en beaucoup de points de la courbe, et il trouve que ces valeurs satisfont avec une grande approximation à la formule suivante :

$$(H_1 - y)^2 = A(x - R_1)\left(1 - \alpha B^{-\frac{1}{x-R_1}} - \alpha_1 B_1^{-\frac{1}{x-R_1}}\right).$$

H_1 et R_1 sont respectivement l'ordonnée et le rayon relatifs à la section minimum horizontale de la goutte en contact supérieurement avec la pointe et inférieurement avec la surface horizontale du liquide. L'axe des y est la verticale qui passe par la pointe, et l'axe des x est l'intersection d'une section méridienne de la sur-

face courbe de la goutte avec la surface horizontale du liquide. A, B, B_1, α et α_1 sont des quantités constantes qui satisfont aux équations

$$\alpha + \alpha_1 = 1 \quad \text{et} \quad A(\alpha \log B + \alpha_1 \log B_1) = H_1^2.$$

L'auteur détermine avec sa formule la valeur de la constante de capillarité.

G. BASSO. — Sur l'allongement des fils conducteurs parcourus par le courant, p. 32.

Une étude théorique et expérimentale conduit l'auteur à nier la probabilité de l'existence de la dilatation galvanique.

R. FERRINI. — Recherches sur la conductibilité électrique des charbons, p. 53.

C'est une étude assez étendue sur l'influence de la pression dans les différentes espèces de charbons. Voici les résultats principaux. Les charbons plus denses sont généralement les meilleurs conducteurs, mais les plus compactes et les plus durs sont les moins sensibles à l'influence de la pression. Le changement de conductibilité peut être représenté par la somme de deux termes, dont l'un exprime l'effet immédiat de la pression et l'autre un effet secondaire qui se produit lentement. Le premier disparaît avec la pression, tandis que l'autre peut persister quelque temps après que la pression est revenue à son état initial. La conductibilité des charbons augmente avec la pression et diminue avec elle; mais, si la pression surpasse une certaine limite, il y a une augmentation permanente de la conductibilité.

E. BAZZI. — Sur les ondes liquides, p. 98.

L'auteur a étudié les ondes dans un canal de 6^m en longueur, $0^m,10$ de profondeur et $0^m,05$ de largeur, employant des appareils inscripteurs et chronométriques pour déterminer les vitesses et les formes des ondes. Il décrira entièrement son appareil et ses expériences dans un prochain Mémoire, dont il donne ici les principaux

résultats. Les ondes sont engendrées par l'émersion d'une pièce rectangulaire de bois, en partie immergée dans le liquide. L'émersion, c'est-à-dire le petit déplacement de ladite pièce, produit une première onde, l'onde *primaire,* laquelle est suivie par une série d'ondes *secondaires,* dont les amplitudes vont en diminuant de l'une à l'autre onde, jusqu'à devenir insensibles. Chaque onde a une vitesse qui est différente de celles des autres ondes et indépendante de la grandeur dudit déplacement de la pièce à l'origine du mouvement. L'onde primaire possède la plus grande vitesse, laquelle, relativement à la profondeur du liquide, est précisément celle que doit posséder l'onde selon la théorie de Lagrange. Les vitesses des ondes secondaires vont en diminuant de l'une à l'autre onde, de manière que les longueurs des ondes augmentent proportionnellement à la distance à l'origine du mouvement.

La profondeur de l'onde primaire est, dans chaque point du canal et pour une même valeur de la profondeur du canal, proportionnelle au volume du *déplacement* à l'origine, indépendante des autres conditions du même déplacement et en raison inverse de la racine carrée de la distance à l'origine du mouvement. La hauteur et la profondeur des ondes secondaires décroissent continuellement, de manière que ces ondes, ainsi que la primaire, sont toutes sensiblement tangentes à deux surfaces, lesquelles, dans tout l'espace où les ondes sont sensibles, paraissent sensiblement planes et symétriquement inclinées relativement à la surface libre du liquide. La directrice des ondes secondaires est sensiblement une sinusoïde, mais la directrice de l'onde primaire paraît moins simple.

A. ROITI. — Nouvelle forme de l'action cataphorique du courant, p. 132.

On a un tube A de verre en U, et gros de $0^m,01$, à peu près. A chaque extrémité de A, on a soudé un fil de platine, et dans son milieu on a soudé aussi un autre petit tube B, pour aspirer l'air de A et y introduire de l'eau. On voit que l'appareil ressemble à une fourchette, dont B serait le manche. A et B sont verticaux dans un même plan, et l'eau a la même hauteur dans les deux branches de A. Si, au moyen des fils de platine, on fait passer dans A le courant d'une machine de Holtz, le niveau de l'eau s'élève

du côté négatif. La quantité d'eau transportée est proportionnelle au temps, à l'intensité du courant, et elle est indépendante de la valeur du potentiel électrique. Selon l'auteur, c'est l'action cataphorique du liquide qui mouille la paroi de la partie supérieure de A qui est la cause du phénomène.

F. CINTOLESI. — Sur les images accidentelles ou subjectives, p. 136.

Pour l'explication du phénomène dans l'état actuel de la Science, il y a deux théories principales, celle de M. Plateau et celle de M. Helmholtz, mais, à l'aide de ses nombreuses recherches, M. Cintolesi établit qu'il faut admettre en même temps les principes de l'une et de l'autre théorie, qui ne peuvent pas séparément suffire à l'explication du phénomène.

A. BARTOLI. — Relation entre la cohésion spécifique, la densité et la chaleur spécifique d'une classe de liquides, p. 141.

L'auteur a trouvé la relation empirique suivante, entre la chaleur spécifique C, le poids spécifique D et la cohésion spécifique a^2. Le rapport $a^2 : CD$ est sensiblement constant pour les liquides où il n'y a que de l'hydrogène, de l'oxygène, du soufre ou du carbone; ce rapport est constant aussi, bien que plus petit, pour les liquides composés des mêmes corps, unis avec du chlore, du brome ou de l'iode. De cette relation il suit aussi que les chaleurs spécifiques relatives à l'unité de volume sont sensiblement proportionnelles aux hauteurs des colonnes liquides capillaires dans des tubes égaux en diamètre.

A. BARTOLI. — Note sur l'électrolyse de l'acide sulfurique concentré et de quelques autres liquides visqueux, p. 153.

On a pour électrodes une lame de platine et un fil à la Wollaston. Avec 4 daniells ou 2 bunsens il n'y a aucun développement visible de gaz sur la lame, mais on voit sur le fil des bulles d'oxygène si la lame est négative, et si elle est positive il y a sur le fil une vive effervescence de très petites bulles gazeuses. En

ouvrant, en fermant ou en renversant le circuit, ces bulles se détachent du fil, ou bien elles se forment sur la lame, selon différentes circonstances. C'est une Note de deux pages et demie, mais qui n'est pas susceptible d'un résumé complet.

E. PADOVA. — Sur la stabilité du mouvement, p. 184 et 193.

Démonstration analytique très simple d'un théorème bien connu de M. Thomson, très intéressant pour la Physique mathématique, relatif au mouvement d'un point sur une surface. M. Padova l'a étendu à un système quelconque de points, en l'appliquant à plusieurs cas.

A. BARTOLI. — Démonstration élémentaire d'un théorème de Clausius relatif au rayonnement, p. 265.

C'est en effet par un calcul très élémentaire que l'auteur démontre que « le rayonnement des corps absolument noirs dépend de la nature des milieux et que les pouvoirs émissifs sont inversement proportionnels aux carrés des vitesses des propagations dans les deux milieux », et il démontre aussi la nécessité de cette démonstration pour le deuxième principe de la Thermodynamique.

G. CANTONI. — Sur les vapeurs diffusées dans l'intérieur des liquides, p. 277.

Le but de l'auteur est d'appuyer par de nouvelles considérations ce principe que « dans tous les pores ou espaces intermoléculaires de l'intérieur d'un liquide il doit y avoir nécessairement des vapeurs au maximum de tension, à la température même du liquide ». L'auteur rappelle qu'il a déjà énoncé ce principe dès l'année 1851.

Le *Journal de Physique*, qui devait former par an un Volume de 25 feuilles, soit 400 pages, en renferme plus de 29 cette année, soit 472 pages. Nous nous proposons d'accroître encore ce nombre en 1881.

Nous saisissons cette occasion pour rappeler à nos lecteurs qu'ils peuvent s'abonner directement au bureau de poste le plus voisin; il leur suffit d'y verser la somme indiquée sur la couverture du Journal; ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

NOTE SUR LES MIROIRS MAGIQUES;

PAR M. BERTIN,

Avec la collaboration de M. DUBOSCQ.

Les peuples de l'extrême Orient, les Chinois et les Japonais, ne connaissaient pas autrefois d'autres miroirs que les miroirs métalliques, et même aujourd'hui ils n'en fabriquent pas d'autres. Cet objet de toilette est en bronze, de formes et de grandeurs diverses, mais toujours portatif. L'une des faces est polie et toujours un peu convexe, de sorte que les images sont rapetissées; l'autre face est plane ou légèrement concave et elle est toujours ornée de figures en relief, venues à la fonte, d'un travail plus ou moins parfait. Parmi ces miroirs il en est un très petit nombre qui tirent de leur fabrication une propriété merveilleuse : lorsqu'un rayon de soleil tombe sur la surface polie, s'il est réfléchi contre un écran blanc, il transporte sur cet écran l'image des ornements qui sont sur la face postérieure. Au Japon, d'où nous viennent maintenant ces miroirs, ni le fabricant qui les fait, ni le marchand qui les vend, ne se doutent de leurs propriétés; mais les Chinois les connaissent depuis longtemps et les apprécient; ils les appellent d'un nom qui signifie *miroirs qui se laissent pénétrer par la lumière*. Nous, nous les appelons *miroirs magiques*.

Les miroirs magiques sont extrêmement rares. On n'en trouve que quatre mentionnés dans les *Comptes rendus* de notre Académie des Sciences. Le premier a été présenté à l'Académie par Arago en 1844; le deuxième et le troisième lui ont été signalés en 1847 par Stanislas Julien et par Person, et le quatrième lui a été présenté en 1853 par Maillard. Il est vrai qu'en 1832 Brewster avait déjà donné une théorie des miroirs magiques; mais cette théorie avait été faite d'après la description d'un miroir de Calcutta, que Brewster n'a jamais eu entre les mains. Enfin, en 1864 et 1865, M. Govi (1) a présenté à l'Académie de Turin deux Notes sur de très belles expériences qu'il avait faites à l'aide de trois miroirs

(1) Les deux Notes de M. Govi sont traduites dans les *Annales de Chimie et de Physique*, cahier de mai 1880.

magiques, ce qui porte à sept seulement le nombre de ces miroirs vus en Europe depuis qu'on a pris l'habitude d'y noter les faits scientifiques. Bien peu de personnes donc avaient vu des miroirs magiques lorsque, au mois d'avril, un savant anglais, M. Ayrton, professeur à l'École Polytechnique de Yeddo, vint nous montrer plusieurs de ces miroirs qu'il avait rapportés du Japon. Il les expérimenta avec un plein succès dans les ateliers de M. Carpentier, devant une assistance malheureusement peu nombreuse; puis il repartit pour Londres et nous nous retrouvâmes probablement pour longtemps privés des merveilleux miroirs ([1]).

Sur ces entrefaites, je reçus la visite de M. Dybowski, mon ancien élève, agrégé des Sciences physiques, qui revenait du Japon, où il avait été pendant deux ans le collègue de M. Ayrton ([2]). Il rapportait comme objets de curiosité quatre *miroirs de temple*, c'est-à-dire des miroirs anciens : ils sont bien supérieurs aux miroirs actuels, la fabrication des miroirs du commerce, écrasée sans doute par la concurrence que lui font les glaces d'Europe, étant devenue très défectueuse. Nous les essayâmes ensemble; trois étaient circulaires et le plus mince d'entre eux, qui est un disque de $0^m,153$ de diamètre, se trouva légèrement magique.

Pour essayer un pareil miroir, il suffit de le présenter au soleil et de recevoir le faisceau réfléchi sur un carton blanc, à une petite distance, 1^m par exemple. Mais, pour obtenir le maximum d'effet, il faut éclairer le miroir par de la lumière divergente; le faisceau réfléchi est alors dilaté, puisque le miroir est convexe; il peut être reçu à une plus grande distance et l'on aperçoit alors sur l'écran une image agrandie des ornements qui sont sur le revers du miroir. Les reliefs du dessin apparaissent en blanc sur un fond sombre. Cette image est ici confuse, parce que le miroir est mauvais; elle serait très nette si le miroir était parfait, mais je ne connaissais aucun moyen de l'améliorer.

([1]) Le Mémoire de M. Ayrton est traduit dans le même numéro des *Annales*.

([2]) Les Japonais ont voulu d'abord avoir des institutions scientifiques à l'instar de celles de l'Europe; malheureusement ils veulent désormais voler de leurs propres ailes et employer comme professeurs les élèves que nous avons formés. La section française de l'École Polytechnique d'Yeddo, où nous avons envoyé trois élèves de l'École Normale, doit être fermée le 1er juillet; la section allemande l'est déjà; la section anglo-américaine subsistera seule encore pour quelque temps.

Ce moyen a été indiqué pour la première fois par M. Govi dans la seconde des deux Notes que j'ai citées plus haut ; il est une conséquence de la vraie théorie des miroirs magiques. Cette théorie n'a pas été établie tout d'abord.

Stanislas Julien a trouvé dans un auteur chinois du XII[e] siècle de notre ère une explication des effets merveilleux de ces miroirs. L'auteur suppose que le dessin en relief qui est sur le revers est reproduit en creux sur la face polie ; on a ensuite coulé dans les tailles de la gravure un bronze plus fin que celui de la masse et on a poli la surface. C'est l'inégalité du pouvoir réfléchissant des deux bronzes qui produit l'effet magique.

La théorie de Brewster n'est pas notablement différente de cette explication chinoise ; le coulage du bronze fin est seulement supprimé. C'est le polissage qui, en effaçant la gravure, la rend invisible à la lumière ordinaire, tout en laissant au métal des variations de densité ou de pouvoir réflecteur qui rendent l'image visible aux rayons du soleil. Mais Brewster ne savait pas que la surface était amalgamée.

Cette théorie, fort heureusement, n'était pas connue en France lorsqu'on a commencé à parler des miroirs magiques, sans quoi le grand nom de Brewster aurait peut-être égaré l'opinion. Le premier physicien français qui eut entre les mains un miroir magique, Person, en donna immédiatement la véritable explication. Il s'assura par une expérience directe que la surface polie du miroir n'était pas régulièrement convexe, qu'elle l'était seulement dans les parties correspondant aux creux de la figure du revers, mais qu'elle était plane dans les parties correspondant aux reliefs. « Les rayons réfléchis sur les parties convexes divergent et ne donnent qu'une image affaiblie ; au contraire, les rayons réfléchis sur les parties planes gardent leur parallélisme et donnent une image dont l'intensité tranche sur le reste (¹). »

Cette irrégularité de la surface tient à la manière dont les miroirs sont fabriqués et que nous a apprise M. Ayrton. Sorti de la fonte sous la forme d'un disque plan, le miroir, avant d'être poli, est d'abord rayé dans tous les sens avec un outil pointu, et naturellement il lui offre plus de résistance dans les parties épaisses que

(¹) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, 21 juin 1847.

dans les parties minces. Cette opération le rend d'abord légèrement concave et c'est par la réaction élastique du métal qu'il devient convexe; la convexité est plus sensible dans les parties minces que dans celles qui correspondent aux reliefs du dessin. Cette irrégularité de la surface n'est pas sensible à la lumière diffuse, tandis qu'elle peut, dans les miroirs minces, produire l'effet magique par la réflexion d'une lumière très vive, comme celle du soleil ou de la lampe oxyhydrique. Il en est de même de tous les miroirs mal travaillés. Une lame de plaqué d'argent donne d'excellentes images, tandis que, si on lui fait réfléchir le soleil, on aperçoit dans la section du faisceau réfléchi tous les coups de marteau qu'elle a reçus quand on l'a planée. C'est un vrai miroir magique, seulement l'image réfléchie est irrégulière, tandis que celle du miroir japonais est régulière comme le dessin du revers.

C'est pour renverser définitivement la théorie de Brewster et appuyer par cela même celle de Person que M. Govi a fait ses expériences. Malgré l'intérêt qu'elles présentent, je ne veux pas les rapporter ici, puisqu'on peut les lire dans les *Annales ;* je rappellerai seulement la dernière et la plus curieuse, celle qui consiste à chauffer le miroir par derrière. Les parties minces doivent s'échauffer plus rapidement que celles qui sont en relief; elles deviendront plus convexes, les irrégularités de la surface seront plus accentuées et l'effet magique sera augmenté ; il pourra même se produire dans les miroirs qui étaient d'abord inertes.

Lorsque j'eus pris connaissance des deux Notes de M. Govi, je proposai à M. Duboscq de s'associer à moi pour répéter d'abord les expériences du savant italien et pour étudier en général la question si intéressante des miroirs magiques, avec l'espoir de pouvoir les reproduire dans ses ateliers. Tel a été, en effet, le résultat définitif de notre collaboration.

Nous n'avions d'abord à notre disposition que le miroir rapporté du Japon par M. Dybowski et qui donnait, par la réflexion des rayons solaires, des images confuses. Ces images deviennent très nettes quand on chauffe le miroir par derrière avec un bec de gaz, et le miroir devient tout à fait magique.

Nous l'avons ensuite fait mouler et reproduire, non pas en bronze japonais, mais en bronze ordinaire. Un premier exemplaire a été travaillé brutalement sur le tour, à la manière japonaise, pour

le rendre magique; mais il s'est cassé. Un second a été travaillé doucement dans un bassin, puis la surface polie a été nickelée; mais il n'était pas magique. Seulement il a pris cette propriété à un très haut degré quand on l'a chauffé, et même il en a gardé des traces depuis qu'il a été chauffé plusieurs fois. Plusieurs miroirs japonais, que nous avons pu nous procurer, nous ont donné des résultats analogues.

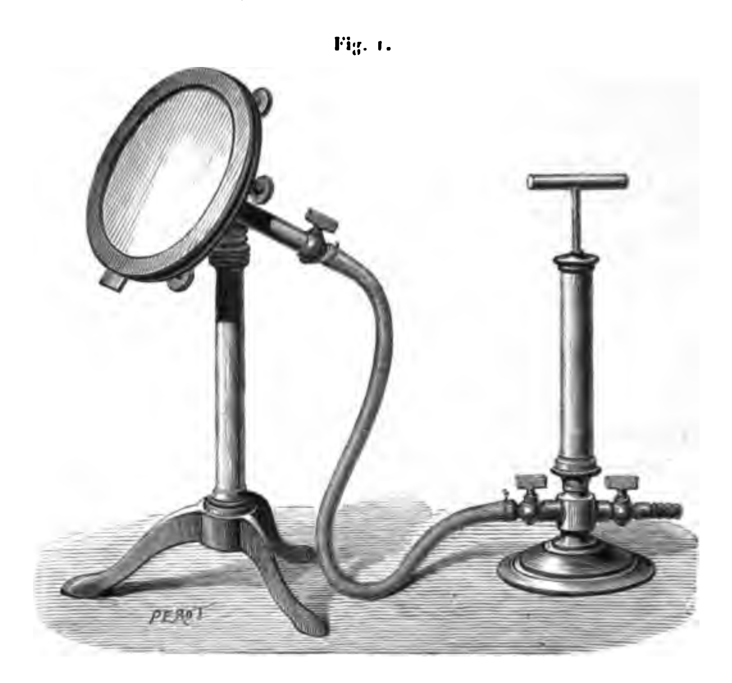
On a gravé des lettres derrière de petits miroirs japonais de forme rectangulaire; quand le miroir était chauffé, ces lettres apparaissaient noires dans l'image. Quand on faisait un trait autour des ornements du revers, le miroir chauffé devenait tout à fait magique, parce que le dessin ressortait encadré par le trait noir qui limitait les contours des figures.

Ainsi, l'application de la chaleur est certainement très efficace pour rendre les miroirs magiques; mais elle n'est pas sans inconvénients. D'abord elle détériore les miroirs, qui perdent leur poli, surtout lorsqu'ils sont amalgamés. Ensuite on n'arrive pas toujours à chauffer le miroir partout également et les images sont déformées. Nous avons pensé que le changement de courbure qu'il s'agit de produire s'obtiendrait bien plus uniformément par la pression. M. Duboscq a donc construit une boîte plate en laiton, fermée d'un côté par le miroir métallique et de l'autre par un disque portant à son centre un ajutage qu'on peut relier par un tube en caoutchouc avec une petite pompe à main (*fig.* 1). Cette pompe est à la fois aspirante et foulante. Si le caoutchouc est attaché au robinet de compression, quelques coups de piston suffisent pour comprimer l'air suffisamment dans la boîte; le miroir devient de plus en plus convexe, le cône de rayons réfléchis s'ouvre de plus en plus, et, dans la partie où il frappe l'écran, l'image du revers apparaît de plus en plus nette. Notre miroir japonais donne alors de très belles images; la copie qui en a été faite, et qui ne donne rien à l'état ordinaire, devient un miroir magique aussi parfait que tous ceux que M. Ayrton nous a montrés. Un miroir en laiton nickelé, derrière lequel sont gravées des figures en creux à côté d'ornements en relief formés par des lames de fer-blanc soudées, devient très magique par la pression et donne en même temps l'image noire des dessins en creux et l'image blanche des dessins en relief.

C'est là ce que j'appellerai l'image *positive*. On peut aussi avoir

une image *négative* ou inverse de la précédente en raréfiant l'air dans la boîte à pression, et pour cela il suffit d'attacher le caoutchouc au robinet d'aspiration de la pompe. Le jeu de celle-ci raréfie l'air dans la boîte, le miroir devient concave, la section du

Fig. 1.



faisceau réfléchi devient plus petite, et l'image du revers est amoindrie et change de caractère ; les reliefs viennent en noir et les creux en blanc.

Ces expériences exigent une lumière intense. Un bec de gaz est insuffisant ; mais la lumière Drummond suffit parfaitement. On l'intercepte avec un écran percé d'un trou pour que le faisceau divergent qui tombe sur le miroir ne soit pas trop dilaté ; le miroir, qui est mobile sur son support, renvoie ce faisceau soit au plafond, soit sur un écran. Les effets sont beaucoup plus brillants et plus nets avec le soleil. Quand on présente le miroir au porte-lumière, le faisceau lumineux ne le couvre pas tout entier ; il convient de le dilater avec une lentille qui fait converger les rayons solaires en avant du miroir, de sorte que celui-ci reçoit toujours des rayons divergents.

En résumé, en copiant les miroirs japonais, on peut faire maintenant des miroirs dont quelques-uns sont magiques, et on peut les rendre tous magiques par la pression. La boîte à pression, avec un miroir métallique façon japonaise, surtout s'il porte à la fois des ornements en relief et des dessins en creux, constitue un appareil des plus curieux et dont la place est marquée dans tous les cabinets de Physique.

Nous ne nous arrêterons pas là. Un de ces jours, pendant que notre miroir sera rendu magique par la pression, nous voulons faire mouler la surface polie, et nous la ferons reproduire par la galvanoplastie. Cette surface aura toutes les irrégularités de celle du miroir magique et produira dans les rayons réfléchis l'image d'ornements qui n'existeront plus.

SUR UNE NOUVELLE PROPRIÉTÉ ÉLECTRIQUE DU SÉLÉNIUM ET SUR L'EXISTENCE DES COURANTS TRIBO-ÉLECTRIQUES PROPREMENT DITS;

Par M. R. BLONDLOT.

J'ai observé une propriété électrique nouvelle du sélénium, laquelle est mise en évidence par l'expérience suivante. A l'un des pôles d'un électromètre capillaire on attache, au moyen d'un fil de platine, un fragment de sélénium recuit, à l'autre pôle une lame de platine. Si l'on amène, en le tenant par un manche isolant, le sélénium au contact avec le platine, l'électromètre reste au zéro, comme on pouvait s'y attendre à cause de la symétrie du circuit; mais vient-on à frotter le sélénium contre la surface du métal, aussitôt l'électromètre est fortement dévié : on atteint facilement une déviation égale à celle que produirait un élément à sulfate de cuivre.

J'ai constaté que ni le frottement de deux métaux l'un contre l'autre, ni celui d'un corps isolant contre un métal, ni, bien entendu, celui de deux corps isolants, ne peut produire de charge de l'électromètre capillaire.

Le courant produit par le frottement du sélénium est dirigé, à travers l'électromètre, du sélénium non frotté au sélénium frotté.

On peut s'assurer que le courant thermo-électrique obtenu en chauffant le contact sélénium-platine va du sélénium chaud au sélénium froid dans le circuit extérieur ; par conséquent, *le dégagement d'électricité que j'ai observé ne peut être attribué à la chaleur qui accompagne le frottement.*

Ce dernier point est important au point de vue théorique.

Les courants que M. Becquerel a obtenus en frottant l'une contre l'autre deux plaques de métal reliées aux pôles d'un galvanomètre sont toujours, comme M. Becquerel l'a constaté lui-même, de même sens que ceux qu'on produirait en chauffant la surface de frottement ([1]). M. Gaugain ([2]) a cru pouvoir affirmer que ces courants étaient dus à l'échauffement produit par la friction, indépendamment de tout effet direct de celle-ci. M. G. Wiedemann partage la même opinion ([3]). Or l'expérience que j'ai faite montre que, dans le cas du sélénium, l'effet direct du frottement existe certainement; il est extrêmement probable qu'il en est de même dans le cas de deux métaux, comme l'avait présumé M. Becquerel.

L'électromètre de M. Lippmann joue, dans l'expérience qui fait le sujet de cette Note, le rôle d'un galvanomètre d'une sensibilité très grande et indépendante de la résistance du circuit. Il n'y a pas ici équilibre entre la force électromotrice du ménisque de l'électromètre et celle de la source, à cause du peu d'électricité produite par cette dernière; la petite quantité d'électricité à haute tension produite par le frottement se communique au ménisque et, vu la grande capacité de celui-ci, n'en élève que fort peu la différence électrique.

Ce dernier fait explique une particularité remarquable que j'ai observée : si, après avoir obtenu par le frottement une déviation électrométrique, on cesse de frotter, la déviation persiste ; cela provient de ce que le sélénium, qui avait laissé passer l'électricité à haute tension due au frottement, oppose une résistance que ne peut surmonter la faible polarisation du mercure de l'électromètre.

([1]) Becquerel, *Annales de Chimie et de Phys.*, 2ᵉ série, t. XXXVIII, p. 113; 1828.
([2]) Gaugain, *Annales de Chimie et de Physique*, 4ᵉ série, t. V, p. 31; 1865.
([3]) *Galvanismus und Electromagnetismus*, t. I, § 168.

Le choc et même la pression produisent le même effet que le frottement, quoique d'une manière moins marquée.

NOTE SUR QUELQUES APPLICATIONS DES SYSTÈMES ARTICULÉS;

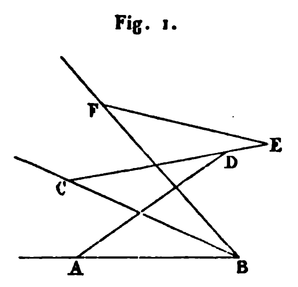
PAR M. PAUL ROBIN.

Les systèmes articulés permettent de donner à un certain nombre de problèmes géométriques des solutions utilement applicables aux appareils scientifiques : par exemple, l'isoclinostat de Kemp fournit un nombre quelconque d'angles adjacents égaux. Rappelons-en le principe.

On sait qu'un antiparallélogramme est un quadrilatère dont les côtés opposés sont égaux et dont les grands côtés se croisent. Comme pour les triangles, il est aisé de voir que deux antiparallélogrammes qui ont deux angles égaux chacun à chacun sont semblables, et inversement, d'où il découle que deux antiparallélogrammes articulés semblables resteront semblables dans toutes leurs déformations.

Soit l'antiparallélogramme ABCD (*fig.* 1). Sur le grand côté CB,

Fig. 1.



devenant un de ses petits côtés, construisons l'antiparallélogramme semblable CBFE, de même sur ce nouveau grand côté FB, et ainsi de suite. Les angles ABC, CBF, ... seront égaux dans toutes les déformations possibles de l'appareil.

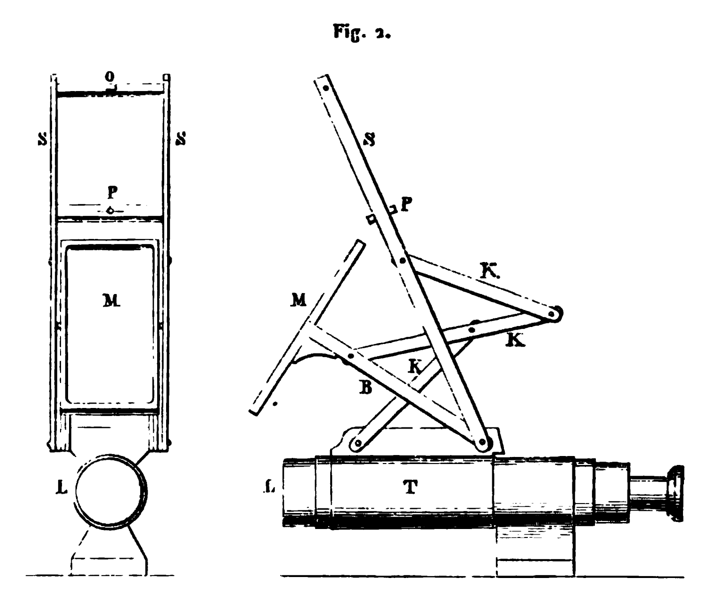
L'appareil de Kemp dérive du système articulé à quatre barres de Hart, comme celui de Sylvester dérive du système à sept barres

de Peaucellier. Tous deux résolvent le problème géométriquement insoluble de la division des angles.

Héliotrope. — Cela posé, voici comment j'applique le système de Kemp à la construction d'un héliotrope.

Une lunette L (*fig.* 2) est dirigée vers le point auquel on doit

Fig. 2.



envoyer le rayon solaire. Autour de cette lunette tourne à frottement un tuyau T qui porte l'héliotrope; une baguette S, ou plutôt les deux montants d'un cadre, sont dirigés vers le Soleil; on s'assure que cette condition est remplie quand un rayon passant par un orifice O, percé à la partie supérieure du cadre, vient illuminer un point P marqué sur une traverse placée plus bas sur ce même cadre. Un autre cadre B est maintenu constamment dans le plan bissecteur de l'angle formé par l'axe de la lunette et le cadre précédent, à l'aide des barres K de l'isoclinostat de Kemp. Perpendiculairement à ce bissecteur est fixé un miroir M, qui est par suite automatiquement placé de manière à réfléchir les rayons solaires dans la direction demandée.

La lunette reste fixée pendant toute la durée de l'expérience; l'observateur n'a qu'à maintenir le point lumineux sur la marque P.

Héliostat. — On peut faire, sur le même principe, un héliostat

à régulateur, pouvant servir aux expériences ordinaires. Le diagramme ci-joint (*fig.* 3) en indique la construction. Le miroir passe toujours par le point de rencontre des axes de rotation, de manière à éviter le léger déplacement sans inconvénient dans l'ap-

Fig. 3.

pareil précédent. Une tige *s*, prolongeant inférieurement la ligne médiane du cadre dirigé vers le soleil, est forcée par un mécanisme d'horlogerie à décrire autour de l'axe du monde le cône voulu.

Un avantage de ces appareils est de n'avoir aucune glissière, rien que des pivots; une grande précision peut, grâce à cela, s'obtenir avec beaucoup plus de facilité ; de plus, l'étendue des mouvements possibles est complète, et l'on peut donner aux rayons réfléchis une direction quelconque, horizontale ou non. Le deuxième appareil peut à toute époque suivre le Soleil de son lever à son coucher, sans être arrêté par aucun obstacle matériel; enfin, les mouvements sont toujours d'une parfaite douceur, comme dans tous les appareils qui ont pour origine l'invention de M. Peaucellier.

EXPÉRIENCES SUR LA DÉCHARGE DANS LES GAZ RARÉFIÉS;

PAR M. A. RIGHI.

1. Si, pendant qu'avec la bobine de Ruhmkorff on produit l'illumination d'un tube de Crookes (par exemple à électrode négative

cylindrique ou sphérique), on approche du verre un conducteur communiquant avec l'électrode négative et en même temps avec un aimant, on oblige la décharge à se plier vers le même côté du tube; on voit une tache obscure au milieu de la fluorescence verte, là où le verre est chargé négativement. Il paraît donc que le verre devient lumineux où il agit comme électrode positive; cela résulte aussi des deux expériences suivantes.

2. On isole dans l'air avec de longs fils de soie un des tubes et on approche de la paroi une boule communiquant avec le conducteur positif d'une machine de Holtz.

Les électrodes du tube répandent dans l'air de l'électricité positive, et de l'électricité négative est répandue par une pointe appliquée au conducteur négatif. La fluorescence verte apparaît dans la paroi électrisée du tube, laquelle fonctionne comme électrode positive dans la décharge intérieure.

3. J'ai approché la même boule ou une pointe métallique de la paroi d'un petit tube de Geissler cylindrique contenant du sulfure de calcium ou de strontium phosphorescent. La poudre devient vivement lumineuse vis-à-vis de la boule si celle-ci est négative et très peu si elle est positive. Si, la boule étant négative, elle est placée près de l'extrémité du tube, de manière qu'entre la boule et la poudre se trouve une des électrodes, on voit avec toute évidence *se projeter sur la poudre l'ombre de l'électrode.* On obtient donc dans un tube de Geissler ordinaire un des saisissants phénomènes décrits par M. Crookes.

4. La pâle lumière azurée ou violette qu'on voit remplir les tubes de Crookes est vivement influencée par la main ou des conducteurs qu'on approche du tube. J'ai fait communiquer les électrodes du tube avec les conducteurs de la machine de Holtz (sans condensateurs), en ménageant une interruption où éclatent des étincelles, et j'en ai approché tour à tour des boules isolées, communiquant avec les deux électrodes.

J'ai trouvé toujours que *la lumière due à la décharge est attirée par la boule* positive *et repoussée par la boule* négative, c'est-à-dire que *la décharge agit comme un corps électrisé négativement.*

Quoique avec moins d'évidence, j'ai observé ce phénomène dans des tubes de Geissler et particulièrement dans de petits tubes contenant de l'azote ou de l'acide carbonique.

D'ordinaire la main repousse la décharge, peut-être parce qu'elle se charge par l'influence du tube.

5. M. Crookes a montré que tout conducteur isolé introduit dans un de ses tubes se charge positivement. L'expérience suivante peut expliquer ce phénomène.

Si, pendant que l'on fait passer le courant d'une machine de Holtz dans un long tube de Crookes, on approche à angle droit de l'une de ses électrodes un petit tube de Geissler dont l'autre électrode est tenue à la main, on voit dans ce dernier tube une décharge dirigée du long tube à la main. Si l'on réduit à zéro le potentiel du conducteur positif, le petit tube devient obscur; si au contraire on touche le conducteur négatif, le petit tube est traversé par la décharge. Il paraît donc que presque tout le long tube a un potentiel peu différent de celui de l'électrode positive et que près de l'électrode négative il y a une chute très grande de potentiel. Il est probable que pendant la décharge l'électrode négative s'échauffe beaucoup plus que l'électrode positive.

6. Cela est démontré, selon moi, par l'expérience suivante. On envoie la décharge induite d'une bobine dans le *radiomètre électrique*, en le tenant couché de manière que le moulinet ne puisse pas tourner. Après cela on interrompt la décharge et on redresse l'appareil jusqu'à sa position normale, en prenant garde de ne pas faire tourner par des secousses le moulinet dans le sens ordinaire, ou même en lui imprimant une rotation négative. Bientôt on voit le moulinet se mettre à tourner presque avec la même vitesse et dans le même sens que si l'appareil était encore traversé par la décharge. La cause qui fait tourner le moulinet est donc vraisemblablement la chaleur développée lorsque les ailettes fonctionnaient comme électrode négative.

D'après cela, la cause des actions mécaniques propres à l'électrode négative serait la même que dans le radiomètre.

La force électrique de l'électrode, sur les molécules qui s'en éloignent chargées négativement, doit tendre à les diriger norma-

lement à la surface de l'électrode même. Lorsque ces molécules choquent le verre, elles s'y déchargent et le verre devient lumineux (1). On voit souvent, en effet, des décharges allant de l'électrode positive aux portions fluorescentes du verre.

R. CLAUSIUS. — Ueber die Vergleichung der electrodynamischen Grundgesetze mit der Erfahrung (Comparaison des principes de l'Électrodynamique avec l'expérience); *Ann. der Physik und Chem.*, nouvelle série, t. X, p. 608; 1880.

E. BUDDE. — Das Clausius'sche Gesetz und die Bewegung der Erde im Raume (Le principe de Clausius et le mouvement de la Terre dans l'espace); *ibid.*, p. 553.

J. FRÖHLICH. — Bemerkungen zu den electrodynamischen Grundgesetzen von Clausius (Observation sur les lois fondamentales de l'Électrodynamique de Clausius : *Ann. der Physik und Chem.*, nouvelle série, t. IX, p. 261; 1880.

Rejetant l'hypothèse de la circulation en sens inverse de deux fluides dans un courant, M. Clausius a proposé pour l'attraction de deux masses électriques une formule dans laquelle entrent, non plus leur distance et leurs vitesses relatives, comme dans la formule de Weber, mais leur distance et leurs vitesses *absolues*. Cette formule élémentaire a été attaquée par M. Delsaux ([1]), qui a cru trouver une contradiction entre l'expérience et les résultats auxquels conduit cette formule lorsqu'on étudie l'action d'un solénoïde sur un courant angulaire indéfini; comme, d'un autre côté, M. Clausius a montré que sa formule conduit, pour l'attraction de deux éléments de courant, à la formule dite de Grassmann (perpendiculaire aux éléments de courant), laquelle conduit elle-même au même résultat que la formule d'Ampère lorsqu'on étudie l'action d'un courant fermé sur un élément de courant, il y a nécessairement une faute de calcul dans la Note de M. Delsaux : M. Clausius la met en évidence.

M. Fröhlich, par une autre erreur de calcul, avait cru établir que l'expression de la force, dans un cas particulier, dépendait du choix des axes; de plus, il avait cru que l'action d'un courant

---

([1]) *Annales de la Société scientifique de Bruxelles*, 4e année, IIe Partie, 1880, et *Journal de Physique*, t. IX, p. 333.

fermé sur une masse électrique devait être, d'après la formule de Clausius, une force très appréciable dépendant de la vitesse de la Terre. M. Budde et M. Clausius montrent tous deux que l'application de cette formule bien comprise amène à supposer qu'en vertu du mouvement terrestre le circuit se charge, d'une manière permanente, d'une quantité d'électricité distribuée de telle sorte que son action soit annulée par le mouvement de la Terre; il faut donc conclure que ni l'observation de l'action d'un courant fermé sur un élément de courant ni celle de son action sur une masse électrique ne permettent de prononcer sur la valeur de la conception de M. Clausius. A. POTIER.

J.-B. HANNAY et J. HOGARTH. — On the solubility of solids in gases (Solubilité des solides dans les gaz); *Proceed. of the royal Society*, t. XXX, p. 178; 1880.

On sait, par les expériences de M. Andrews, qu'au-dessus d'une certaine température critique on ne peut amener un gaz à l'état liquide par le seul effet de la pression. Qu'arrivera-t-il si l'on échauffe en vase clos une dissolution contenant un corps solide et qu'on élève la température au-dessus du point critique où le dissolvant ne peut exister qu'à l'état de gaz?

Les auteurs ont tenté, avec plus ou moins de bonheur, un grand nombre d'expériences, à la suite desquelles ils se croient autorisés à conclure que les solides peuvent rester en dissolution dans les liquides au delà de la température de volatilisation totale. Nous ne citerons que le fait suivant.

Une solution d'iodure de potassium dans l'alcool est introduite dans un appareil analogue à celui de M. Andrews, et l'on élève progressivement la température du liquide jusqu'à 350°, c'est-à-dire de plus de 100° au-dessus de la température critique de l'alcool : on n'observe pas de précipitation; bien plus, un cristal d'iodure de potassium logé dans l'une des branches d'un tube en U peut être dissous, au-dessus de la température critique, par les vapeurs provenant d'alcool placé dans l'autre branche, et dans ce cas, quand on opère une décompression rapide, le solide dissous dans le gaz se dépose sur les parois du tube et se redissout dès qu'on élève suffisamment la pression.

On observe aisément plusieurs alternatives de dissolution et de précipitation successives. E. Bouty.

WINKELMANN. — Ueber eine Beziehung zwischen Druck, Temperatur und Dichte des gesättigten Dämpfe von Wasser und einigen anderen Flüssigkeiten (Sur une relation entre la pression, la température et la densité de la vapeur saturée pour l'eau et quelques autres liquides); *Ann. der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. IX, p. 208 et 337; 1880.

La relation entre la tension n de la vapeur d'eau saturée (exprimée en atmosphères) et la température t_n peut se représenter, entre 0° et 100°, par la formule

$$t_n = 200.1,3652^{\log n} - 100 \quad \text{ou} \quad t_n = 200.n^{0,1331} - 100,$$

comme le prouve le Tableau suivant, dans lequel on a mis en regard les températures observées par Regnault et les valeurs déduites de la formule pour des tensions inférieures à 1^{atm} :

Pression en atmosphères.	Température observée.	Température calculée.	Δ.
1	100,00	100,00	0
$\frac{1}{2}$	81,71	82,06	+ 0,35
$\frac{1}{4}$	65,36	65,74	+ 0,38
$\frac{1}{8}$	50,64	50,88	+ 0,24
$\frac{1}{16}$	37,31	37,35	+ 0,04
$\frac{1}{32}$	25,14	25,04	— 0,10
$\frac{1}{64}$	13,95	13,82	— 0,13
$\frac{1}{128}$	3,61	3,62	+ 0,01
$\frac{1}{256}$	— 5,67	— 5,66	— 0,01

Au-dessus de 100°, la formule donne des valeurs de t un peu trop faibles. L'introduction de la densité de la vapeur saturée a paru à l'auteur le moyen d'apporter aux valeurs élevées de t_n l'accroissement voulu, sans modifier sensiblement les faibles valeurs. Il prend donc

$$t_n = 200.n^{\frac{d_n}{d}0,1331} - 100,$$

où d_n est la densité de la vapeur saturée à n atmosphères, d la densité constante de la vapeur surchauffée 0,6225.

Pour avoir les valeurs de d_n, l'auteur part de la formule connue de Clausius et des nombres donnés par Regnault pour la chaleur totale de vaporisation de l'eau. Toutefois il tire ces nombres, non pas de la formule de Regnault

$$R = 606,5 + 0,305t,$$

mais d'une formule à quatre termes

$$R = 589,5 + 0,703t - 0,003195t^2 + 0,0000008447t^4,$$

qu'il croit devoir lui substituer.

Il trouve ainsi :

Pression en atmosphères.	Température observée par Regnault.	Température calculée.	Δ.	Chaleur totale de vaporisation.	Densité de la vapeur saturée.
$\frac{1}{128}$..	3,61	3,75	+0,14	588,40	0,6234
$\frac{1}{64}$...	13,95	13,95	0	584,74	0,6234
$\frac{1}{32}$...	25,14	25,12	−0,02	580,13	0,6237
$\frac{1}{16}$...	37,31	37,32	+0,01	574,35	0,6251
$\frac{1}{8}$....	50,64	50,72	+0,08	567,26	0,6272
$\frac{1}{4}$....	65,36	65,46	+0,10	558,62	0,6302
$\frac{1}{2}$....	81,71	81,78	+0,07	548,19	0,6350
1 ...	100,00	100,00	0	535,78	0,6425
2 ...	120,60	120,51	−0,09	521,16	0,6493
4....	144,00	143,89	−0,11	504,37	0,6595
6....	159,22	159,14	−0,08	493,57	0,6664
8....	170,81	170,79	−0,02	485,54	0,6716
10....	180,31	180,32	+0,01	479,16	0,6757
12 ...	188,41	188,43	+0,02	473,88	0,6791
14.. .	195,53	195,50	−0,03	469,38	0,6819

Il cherche ensuite à appliquer sa formule à d'autres liquides, l'éther, l'acétone, le chloroforme, le chlorure de carbone, le sulfure de carbone, et il conclut que, pour tous ces liquides, la relation entre la tension maximum de la vapeur et la température peut être représentée par une équation de la forme

$$t_n = (a+b)\,n^{\frac{d_n}{d}0,1331} - b,$$

t_n étant la température de la vapeur saturée sous n atmosphères, a et b deux constantes dépendant du liquide considéré, d_n et d la densité de la vapeur saturée et la densité constante de la vapeur surchauffée à la température t_n. J. VIOLLE.

H.-R. HERTZ. — Versuche zur Feststellung einer oberen Grenze für die kinetische Energie der electrischen Strömung (Limite supérieure de la force vive du courant électrique); *Ann. der Physik und Chem.*, nouvelle série, t. X, p. 414; 1880.

M. Hertz mesure les extra-courants produits dans un même fil par des courants égaux, lorsque la forme du fil change, ainsi que son potentiel sur lui-même, sans que sa résistance varie ; il trouve que, conformément à la théorie, ces courants sont, dans la limite des erreurs d'observation, directement proportionnels aux valeurs du potentiel (dit aussi coefficient de *self-induction*), bien que M. Hertz ait cherché à rendre ces valeurs aussi différentes que possible. Or cette théorie suppose que l'établissement d'un courant d'intensité i dans un circuit demande une dépense d'énergie Pi^2, P étant le potentiel du circuit sur lui-même ; si, de plus, l'établissement de ce courant avait pour effet d'imprimer une certaine vitesse à l'électricité (supposée capable d'inertie, ou pondérable), cette dépense d'énergie serait de la forme $(P + m)i^2$. M. Hertz, remarquant que ses observations d'intensité ne sont pas rigoureusement exactes, cherche quelle valeur il serait possible de donner à m pour rester dans les limites des erreurs d'observation et trouve que, si le courant d'intensité 1 traverse un fil de cuivre, l'énergie mi_2 ne peut dépasser $\frac{1}{1000}$ de gramme-centimètre par centimètre cube du conducteur.

Il n'est pas inutile de rappeler à ce propos que Maxwell n'a pas réussi à mettre en évidence la plus petite *quantité de mouvement* dans le circuit. A. POTIER.

ED. PICKERING. — Photometric observations (Observations photométriques); *Annales de l'Observatoire d'Harvard College*, t. IX, p. 1; 1880.

L'auteur de ce travail, aidé de MM. Arthur Searle et Winslow Upton, a fait construire un oculaire formé d'un prisme de Rochon

placé du côté de l'objectif et d'un prisme de Nicol placé entre l'œil et les deux lentilles de l'oculaire. Cet instrument était adapté à un réfracteur monté équatorialement et dont l'objectif mesurait 15 pouces anglais d'ouverture. Par ce moyen on pouvait comparer l'éclat relatif des deux composantes d'une étoile double ou de deux étoiles voisines. Soient A et B les deux étoiles composantes ; elles donnent chacune deux images que l'on peut appeler A, *a* et B, *b*. Si l'on fait tourner sur l'axe du tube oculaire le prisme de Rochon, deux de ces images tournent autour des deux autres ; on peut mettre en ligne ces quatre images, rendre voisines B et *a* et les conserver seules dans le champ de vision. C'est alors qu'en tournant le nicol on affaiblit B pour la rendre égale à *a* ; on lit la quantité dont on a tourné, et l'on en conclut l'éclat de A par rapport à B.

Dans le Mémoire de M. Pickering on trouve le résultat de nombreuses observations faites avec plusieurs systèmes d'oculaires, qu'il nomme A, B, C, D, ... I, et dont certains sont d'une complication qui paraît si peu pratique, que l'on comprend pourquoi l'auteur a fait construire un si grand nombre d'instruments : il n'était satisfait complètement d'aucun d'eux. L'expérience ne semble donc pas consacrer la méthode photométrique exposée plus haut, et qui, nous n'avons pas besoin de le rappeler, a été employée pour la première fois par Arago.

Le système d'oculaire qui nous paraît le plus commode est celui que l'auteur désigne sous la lettre I ; il est débarrassé du prisme de Rochon et du nicol. Quoique cet instrument ait été construit en vue de comparer de très faibles étoiles avec des étoiles très brillantes, il nous paraît d'un emploi général et préférable à l'astrophotomètre à double prisme. L'œil placé en A regarde directement dans l'oculaire la très faible étoile, tandis que la lumière venant de l'étoile brillante tombe à côté sur un prisme mobile H, pénètre dans le tube perpendiculairement à l'oculaire, arrive à une lentille convergente D, traverse un *œil de chat*, tombe sur un petit prisme qui renvoie cette lumière dans l'œil en même temps que la première ; mais, l'œil de chat pouvant se fermer autant qu'on veut, la forte lumière peut être réduite à l'intensité de la plus petite : on n'a plus alors qu'à lire sur un tambour gradué de combien on a réduit l'ouverture.

M. Pickering donne les résultats numériques obtenus avec les différents oculaires employés. Il les a appliqués à des étoiles doubles, aux satellites comparés à leurs planètes, et aux planètes entre elles quand elles étaient assez voisines. Enfin, il a cherché quelle devrait être la grandeur minimum d'un satellite de Vénus pour qu'il pût être aperçu : il a trouvé ainsi que Vénus n'avait pas de satellite dont l'éclat fût supérieur à celui d'une étoile de 18[e] grandeur. Pour arriver à ce résultat, M. Pickering s'est servi d'étoiles factices obtenues en interposant une mince feuille de platine percée d'un trou sur le trajet de rayons lumineux. La confection de ces feuilles de platine n'est pas dépourvue de difficultés : le lecteur trouvera dans le Mémoire original tous les détails nécessaires pour mener à bonne fin cette délicate opération.

C. Fabre,
Aide-astronome à l'Observatoire de Toulouse.

A. RIGHI. — **Sulle variazioni di lunghezza che accompagnano la magnetizzazione (Sur les variations de longueur qui accompagnent l'aimantation)**; *Memorie dell' Accademia delle Scienze dell' Istituto di Bologna*, 4[e] série, t. I; 1879.

La tige ou le fil à aimanter est placé verticalement dans l'axe d'une bobine magnétisante; il est suspendu par son extrémité supérieure et rendu solidaire de la bobine, afin que les attractions exercées par celle-ci n'aient pas d'influence.

L'extrémité inférieure du fil communique son mouvement à un miroir tournant dans lequel se mirent les divisions d'une échelle fixe. M. Righi a constaté avec cette disposition les résultats suivants :

1° Le fer et l'acier s'allongent dans la direction de l'aimantation.

2° Après l'interruption du courant magnétisant, l'allongement subsiste en partie et d'autant plus que la force coercitive est plus grande.

3° L'allongement est proportionnel au carré de l'intensité du courant, si cette intensité n'est pas trop grande.

4° Si, après un courant énergique, on fait passer dans la bobine

un courant faible de sens contraire, il y a raccourcissement; mais, lors même qu'on irait ainsi jusqu'à désaimanter la tige, celle-ci conserve une fraction de son allongement primitif.

5° Pendant que s'opère le renversement du courant, la longueur de la tige diminue pendant un instant; il se produit une oscillation longitudinale.

6° Une tige ou un fil de fer parcouru longitudinalement par un courant se raccourcit au moment de la clôture; il se raccourcit lorsqu'on ouvre le circuit, ce qui prouve qu'une partie du magnétisme transversal n'a pas disparu.

7° Au moment où l'on intervertit le courant, le fil s'allonge pendant un instant, exécutant ainsi une oscillation longitudinale.

8° Le raccourcissement produit par le courant est beaucoup plus grand si la tige a d'abord été aimantée longitudinalement; l'aimantation disparaît en grande partie, et il se produit dans la bobine un courant d'induction.

9° Certaines tiges de fer manifestent une tendance à s'aimanter en hélice. G. Lippmann.

A. RIGHI. — Sulla formazione del' albero di Marte (Sur la formation de l'arbre de Mars); *Memorie dell' Accademia delle Scienze dell' Istituto di Bologna*, 4e série, t. I; 1879.

Glauber a découvert que, si l'on fait tomber un cristal d'un sel de fer dans une dissolution de verre soluble, on obtient une sorte de végétation qu'on a appelée l'*arbre de Mars* et qui se compose de petites aiguilles à peu près rectilignes et verticales. On obtient des végétations analogues avec des cristaux de sels de cuivre, de zinc et d'autres métaux, ainsi qu'en substituant au silicate de soude des dissolutions de sucrate de chaux et de savon. Quelques auteurs ont pensé que l'arbre de Mars était formé par la cristallisation d'un silicate de fer précipité. M. Righi montre qu'il n'en est rien.

Le cristal de fer s'entoure d'une dissolution de fer qui monte vers la surface sous forme de filaments liquides déliés; ces filaments montent soit en vertu de leur légèreté spécifique, soit encore entraînés par l'ascension de bulles gazeuses; chacun d'eux s'entoure

d'une gaîne constituée par un précipité insoluble; cette gaîne est creuse, comme l'auteur s'en est assuré au microscope.

L'arbre de Mars et ses congénères sont donc proches parents des *cellules artificielles* étudiées par le physiologiste M. Traube.

G. Lippmann.

R. ROIG Y TORRES. — Contribucion al estudio de la fonografia (Contribution à l'étude de la phonographie); *Cronica cientifica*, n° 4; 1880.

Pour agrandir les impressions tracées sur la feuille d'étain du phonographe, M. Roig y Torres substitue à la membrane métallique qui porte le style inscripteur une lame de mica entièrement libre par les bords et soutenue en son centre par un axe de caoutchouc fixé à un petit ressort. Cet axe porte, outre le style court qui appuie sur la feuille d'étain, une petite pièce métallique située dans un plan perpendiculaire à l'axe du style, munie elle-même d'un deuxième style très léger et très long, et dont les vibrations s'inscrivent à la surface d'un cylindre enduit de noir de fumée. Un mouvement d'horlogerie communique au cylindre du phonographe et au cylindre noirci une même vitesse angulaire, et, en même temps que le style court trace les gaufrages connus sur la feuille d'étain, le style le plus long inscrit sur le cylindre noir un tracé agrandi, que M. Roig y Torres a cherché à déchiffrer. Il est parvenu assez aisément à reconnaître les diverses voyelles, quelques consonnes et même quelques syllabes, mais il n'a pu arriver à lire des phrases entières. Les tracés sont d'autant plus caractéristiques que la voix a pris une intensité plus voisine de celle qu'on lui donne habituellement. En forçant la voix, on dénature les tracés.

E. Bouty.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XXI. — Octobre 1880.

Léon Foucault. — *Description de l'héliostat de Foucault*, p. 279.

Léon Foucault. — *Note sur un grand héliostat*, p. 283.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome X. — Octobre 1880.

H.-M. Bosanquet. — *Note sur le laboratoire de Saint-John's College, à Oxford*, p. 217.

Th. Gray. — *Sur la résistance électrique du verre à différentes températures*, p. 226.

E. Goldstein. — *Décharge électrique dans les gaz raréfiés*; IIe Partie : *Phénomènes lumineux*, p. 234.

R.-T. Glazebrook. — *Notes sur le prisme de Nicol*, p. 247.

R. Clausius. — *Sur l'emploi du potentiel électrodynamique pour la détermination des forces pondéromotrices et électromotrices*, p. 255.

F. Exner. — *Cause de la production d'électricité au contact de métaux hétérogènes*, p. 280.

5e série. — Tome X. — Novembre 1880.

E.-H. Hall. — *Nouvelle action du magnétisme sur un courant électrique permanent*, p. 301.

F. Guthrie et C.-V. Boys. — *Sur l'induction magnéto-électrique*; IIe Partie : *Conductibilité des liquides*, p. 320.

S. Tolver Preston. — *Question relative aux prémisses physiques sur lesquelles est fondée la finalité des changements de l'univers*, p. 331.

Th. Craig. — *Sur le mouvement stationnaire dans un liquide visqueux et incompressible*, p. 342.

E. Wiedemann. — *Propriétés thermiques et optiques des gaz sous l'influence des décharges électriques*, p. 357.

D. Winstanley. — *Thermomètres à air*, p. 380.

Annalen der Physik und Chemie.

Nouvelle série. — Tome XI. — N° 9. — Année 1880.

F. Roth. — *Sur la compressibilité des gaz*, p. 1.

J.-H. Long. — *Conductibilité électrique de quelques solutions salines*, p. 37.

O. Lubarsch. — *Nouvelles recherches expérimentales sur la fluorescence*, p. 46.

L. Lorenz. — *Sur la constante de la réfraction*, p. 70.

K. Prytz. — *Recherches expérimentales sur la constante de la réfraction*, p. 104.

M. Réthy. — *Théorie de la réflexion et de la réfraction à la surface des corps*

homogènes, isotropes et transparents; généralisation et extension de la méthode de Neumann, p. 121.

J.-L. Hoorweg. — *Théorie thermique du développement de l'électricité*, p. 133.

F. Narr. — *De l'électricité dans les gaz et dans le vide*, p. 155.

U. Duhring. — *Faits à l'appui de la loi des températures d'ébullition correspondantes*, p. 163.

G. Schmidt. — *Équation d'équilibre de l'air atmosphérique*, p. 171.

P. Riess. — *Durée de la décharge d'une batterie électrique*, p. 176.

Nouvelle série. — Tome XI. — N° 10. — Année 1880.

P. Volkmann. — *Influence de la courbure de la paroi sur les constantes capillaires des liquides qui la mouillent*, p. 177.

E. Ketteler. — *Constructions pour la dispersion anomale*, p. 210.

K. Exner. — *Sur les anneaux de Newton*, p. 218.

L. Pfaundler. — *Calcul de la correction de température dans les mesures calorimétriques*, p. 237.

J. Thomsen. — *Énergie chimique et force électromotrice de diverses combinaisons galvaniques*, p. 246.

W. Hankel. — *Propriétés photo et thermo-électriques du spath fluor*, p. 269.

E. Riecke. — *Sur les diverses lois élémentaires des actions électriques*, p. 278.

G. Lippmann. — *Remarques sur quelques nouvelles recherches relatives à l'électro-capillarité*, p. 316.

P. Silow. — *Recherches expérimentales sur les corps faiblement magnétiques*, p. 324.

A. Ritter. — *Recherches sur la hauteur de l'atmosphère et la constitution des astres gazeux*, p. 332.

H.-F. Weber. — *Réponse à la Note de M. Herwig sur la conductibilité calorifique du mercure*, p. 345.

H.-F. Weber. — *Réponse aux remarques de M. Winkelmann*, p. 347.

NOTICE SUR LA VIE ET LES TRAVAUX

DE

J.-CH. D'ALMEIDA.

Joseph-Charles d'Almeida est né à Paris le 11 novembre 1822. Après de bonnes études commencées à la pension de Reusse, dont les élèves suivaient les cours du lycée Saint-Louis, et terminées au lycée Henri IV, M. d'Almeida fut attaché à ce lycée comme préparateur du cours de M. Blanchet. Il remplit ces modestes fonctions de 1843 à 1848 et fut successivement reçu licencié ès sciences mathématiques et licencié ès sciences physiques, nommé agrégé de physique au concours de 1848 et envoyé comme professeur au lycée d'Alger. Il revint à Paris, en congé, à la fin de l'année 1852. M. Berthelot, dont il s'honorait particulièrement d'être l'ami, l'accueillit au laboratoire de Chimie de M. Balard, dont il était lui-même préparateur, et fut heureux de pouvoir mettre à sa disposition les moyens de travail nécessaires. C'est dans ce laboratoire du Collège de France, et de 1852 à 1856, que M. d'Almeida exécuta ses recherches *sur la décomposition par la pile des sels dissous dans l'eau*, publiées dans les *Annales de Chimie et de Physique* (1) : elles lui valurent le grade de docteur ès sciences (2).

A la fin de l'année 1852, M. d'Almeida avait été nommé chargé de cours au lycée Henri IV, où il professa jusqu'en octobre 1876. Ses cours devinrent dès lors sa principale préoccupation. Ceux qui le voyaient de près savent quel scrupule extrême il apporta toute sa vie à l'accomplissement de ses devoirs professionnels. Il aimait les jeunes gens et il aimait à enseigner : aussi comptait-il parmi ses meilleures heures celles qu'il passait auprès de ses élèves ou qu'il employait dans leur intérêt.

Il fixa la trace de son enseignement dans le *Cours élémentaire de Physique*, qu'il publia en commun avec M. Boutan, alors pro-

---

(1) 3e série, t. LI, p. 257; 1857.
(2) 12 août 1856.

fesseur au lycée Saint-Louis. La première édition de cet Ouvrage parut en 1862 [1] et fut très remarquée. Dès les premières pages on sent que la préoccupation essentielle des auteurs est d'habituer le lecteur à raisonner, de l'initier le plus profondément possible à la méthode expérimentale sans le décourager par l'appareil mathématique des grands Traités, enfin de l'intéresser par la grandeur du sujet et par l'utilité des résultats. On doit noter que pour la première fois, dans un cours élémentaire de Physique, l'identité de la chaleur rayonnante et de la lumière et la notion de l'équivalence entre le travail mécanique et la chaleur sont clairement indiquées.

Le succès du *Cours de Physique* de MM. d'Almeida et Boutan a été consacré par la publication de quatre éditions ; la dernière a paru en 1874 [2] et demeure le plus original et le plus complet des Traités élémentaires de Physique où l'on ne fait pas usage du Calcul infinitésimal. Il contient une exposition claire et succincte des principes fondamentaux de la Théorie mécanique de la chaleur, des généralités sur la Thermochimie, rédigées par M. Berthelot, une théorie élémentaire du potentiel électrique, les principaux résultats de l'analyse spectrale, et des notions expérimentales sur les phénomènes des interférences, de la diffraction et de la polarisation de la lumière.

L'érudition de M. d'Almeida, l'élévation et l'étendue des connaissances dont il faisait preuve, soit dans son enseignement ou dans la conversation, devaient beaucoup à ses nombreux voyages. Il y avait peu de contrées en Europe qu'il n'eût visitées au moins une fois ; il n'y avait presque pas de grands centres universitaires où il n'eût séjourné et où il n'eût laissé des amis parmi les professeurs les plus éminents. En 1862, pendant un séjour de sept mois en Amérique, il fut témoin des principaux événements de la guerre de sécession ; il entra en relation avec les généraux et les personnages les plus considérables, visita les camps et les forteresses du Nord et du Sud, reçu partout avec les sentiments de déférence que

---

(1) *Cours élémentaire de Physique*, précédé de notions de Mécanique et suivi de problèmes ; 1 vol. grand in-8°. Paris, Dunod, 1862.

(2) *Cours élémentaire de Physique*, suivi de problèmes. 4e édition, entièrement revue et considérablement augmentée ; 2 vol. grand in-8°. Paris, Dunod, 1874.

commandaient son savoir et son caractère. Quelques années plus tard il parcourut l'Autriche et l'Allemagne, séjourna à Vienne, à Leipzig, à Berlin, enfin visita la Suède et la Norvège. En 1869, il fit partie, avec MM. Balard, Berthelot, Jamin, Marey, etc., du groupe de savants qui assistèrent à l'inauguration du canal de Suez, visitèrent la basse Égypte, les Pyramides, et remontèrent le Nil jusqu'aux premières cataractes et à l'île de Philæ.

Peu après son retour de cette expédition, qui portait si loin le nom de la France, éclata la guerre avec l'Allemagne. M. d'Almeida fit partie du Comité scientifique de défense institué par arrêté de M. Brame le 2 septembre 1870. Ce Comité, présidé par M. Berthelot, était formé de MM. d'Almeida, Breguet, Fremy, Jamin, Ruggieri et Schützenberger. C'est à M. d'Almeida qu'appartient la première idée des photographies microscopiques employées comme moyen de correspondance. Ce procédé ingénieux fut, d'après la proposition du Comité, adopté en principe par le Gouvernement, puis mis en œuvre par M. Dagron, photographe d'une habileté consommée, lequel, bientôt après, partit de Paris en ballon pour aller installer la communication de la province avec Paris à l'aide des pigeons voyageurs.

M. d'Almeida concourut pour sa part aux essais tentés en vue de rétablir la correspondance télégraphique entre Paris et la province en prenant la Seine comme conducteur. Ce procédé, fondé sur l'emploi des courants dérivés, avait été proposé par M. Bourbouze, préparateur à la Faculté des Sciences, qui fut, après le siège, décoré pour cette invention. Après des études rapides faites entre l'Hôtel de ville et l'usine de M. Claparède, à Saint-Denis, par MM. Desains, Jamin et Berthelot, M. d'Almeida fut envoyé en province par ballon, le 17 décembre 1870, pour essayer ce nouveau moyen de communication. Toutes les difficultés d'un voyage qui le conduisit du fond de la Champagne pouilleuse à Lyon à travers les lignes prussiennes, et de Lyon à Bordeaux, où l'appelait une mission supplémentaire, pour aller rencontrer la Seine au Havre ; le manque d'un matériel convenable qu'il fallut faire acheter à Londres et conduire, à travers les armées ennemies en marche, jusqu'à Poissy, où M. d'Almeida ne parvint à se fixer que le 14 janvier; enfin la congélation de la Seine, depuis le commencement de décembre 1870, retardèrent malheureusement les essais défini-

tifs. Ils purent enfin être tentés, grâce au concours dévoué de M. Coupier, fabricant de produits chimiques à Poissy, à la date du 24 du même mois, c'est-à-dire à la veille de l'armistice. Il était trop tard même pour se convaincre de l'efficacité pratique du système de M. Bourbouze dans les conditions où l'on se trouvait placé.

Quand la paix et l'ordre intérieur furent rétablis, M. d'Almeida reprit ses cours au lycée Henri IV avec ces sentiments de profonde tristesse qui étaient communs à tous les Français, et, animé du désir de faire quelque œuvre utile à l'intérêt général, il fonda en 1872 le *Journal de Physique*, avec le concours actif et dévoué de M. Ch. Brisse et la collaboration des principaux physiciens français, MM. Berthelot, Billet, Cornu, Desains, Jamin, Lissajous, Mascart, Potier, etc. Le but patriotique qu'il poursuivait est si nettement indiqué dans la préface qui accompagne le premier numéro du Journal, que nous ne saurions mieux faire que de la reproduire ici tout entière :

« Initié par position, dit-il, aux pensées de ceux qui ont écrit leurs noms sur ces pages, je crois devoir faire connaître et le but qu'ils se proposent et les sentiments qui les animent.

» Ce qu'ils veulent, c'est donner une impulsion nouvelle à l'étude de la Physique. Ils s'associent pour en exposer les théories les plus récentes ou les moins connues, décrire les expériences sur lesquelles elles reposent, indiquer les moyens les plus faciles de les répéter, et dérouler jour par jour les progrès qu'elle réalise en France et à l'étranger. Par l'exécution de ce programme, ils espèrent intéresser quiconque possède les principes de la Science, vivifier l'enseignement, exciter l'esprit de recherche et provoquer les découvertes.

» Ils s'adressent aux professeurs de Physique, surtout aux isolés, qui, privés des ressources que les bibliothèques devraient leur fournir, gémissent de ne pouvoir développer leurs connaissances et de ne savoir où porter leurs efforts.

» Ils s'adressent aussi aux hommes de toute profession scientifique, industriels, ingénieurs, militaires, médecins et autres, qui ne peuvent, sans déchoir, oublier une science conseillère de leurs travaux et qui doivent se souvenir que les physiciens les plus illustres sont sortis de leurs rangs.

» Animés de ces intentions, les fondateurs de ce Journal se sont

unis ; mais ils ne forment pas une association fermée. Ils ouvrent leurs rangs à qui peut seconder leur entreprise. Ils les ouvrent surtout aux jeunes générations de savants dont l'ardeur se montre à des signes certains. L'aptitude ne manque pas; les moyens de travail ne doivent plus faire défaut.

» S'ils ont été conduits à se rechercher par l'amour de la Science, un autre sentiment vient encore fortifier leur union : l'amour du pays. Aussi loin que peut s'étendre leur action, ils veulent, pour leur part, contribuer au développement des forces intellectuelles et morales de la France ; des forces intellectuelles par le travail, des forces morales par l'union désintéressée des efforts communs. »

Le besoin d'un centre d'impulsion pour diriger les tentatives isolées, pour découvrir et encourager les aptitudes naissantes, que M. d'Almeida avait si bien senti et exprimé, fut la raison d'être et la condition du succès du *Journal de Physique*. Ceux qui ont appartenu aux générations jeunes alors, auxquelles était adressé cet appel énergique, se souviennent avec une émotion pleine de reconnaissance de l'élan qu'il leur procura. Chaque numéro du Journal apportait un nouvel aliment à leur activité. Dans le cours de la première année, les applications récentes de la Théorie mécanique de la chaleur, la théorie du potentiel électrostatique, celle des mesures électriques et magnétiques se trouvaient vulgarisées parmi eux. Des analyses substantielles des principaux Mémoires étrangers les mettaient au courant de la Science sur les sujets qui les intéressaient le plus et ils devenaient bientôt capables de s'essayer eux-mêmes à résumer sous l'œil et d'après l'exemple de leurs maîtres les Mémoires qui leur étaient communiqués. Aussi le nombre des collaborateurs augmentait chaque année, grâce au développement du travail individuel parmi les professeurs, mais surtout grâce à l'accueil si bienveillant et si empressé qu'ils rencontraient de la part de M. d'Almeida ; il était toujours prêt à leur fournir les renseignements qui leur manquaient, à leur procurer les livres dont ils avaient besoin : il ne leur ménagea ni les conseils ni les encouragements, et sut toujours s'effacer dans son Journal, avec le désintéressement le plus absolu, pour leur en ouvrir les portes plus largement.

En même temps qu'il rendait de si grands services aux jeunes

gens, le *Journal de Physique* contribuait à multiplier, par les analyses qu'il publie, nos rapports scientifiques avec l'étranger. Les savants anglais, italiens, hollandais, belges, suédois, suisses, autrichiens, américains, russes, MM. Warren de la Rue, Tyndall, Felici, Righi, Govi, Thalén, Soret, Szily, van der Mensbrugghe, A.-M. Mayer et tant d'autres nous envoyaient directement des extraits de leurs Mémoires. La publicité du *Journal de Physique* était de plus en plus recherchée et appréciée en France et à l'étranger. Neuf Volumes publiés par M. d'Almeida avec un succès croissant garantissent la durée de cette œuvre qui lui était si chère et à laquelle le zèle d'aucun de ceux qui furent ses collaborateurs ne fera défaut dans l'avenir.

C'est dans le même ordre d'idées qui l'animaient lors de la fondation du Journal que M. d'Almeida fut conduit, en 1873, à prendre la part la plus active à la création de la Société de Physique. Vers 1867, quelques professeurs des lycées de Paris se réunissaient périodiquement à l'École Normale, où M. Bertin leur offrait une gracieuse hospitalité, pour causer de Physique et répéter les nouvelles expériences. Ces réunions, brusquement interrompues en 1870, ne purent être reprises que beaucoup plus tard, et alors le besoin d'en élargir le cercle se fit impérieusement sentir. Une Commission formée par MM. d'Almeida, Cornu, Gernez, Lissajous et Mascart, et dont M. Lissajous fut le rapporteur, prépara un projet de Statuts qui reçurent immédiatement de nombreuses et importantes adhésions. Au bout d'un an, la Société nouvelle comptait plus de deux cents membres, parmi lesquels on trouvait des membres de l'Institut, comme MM. Balard, César et Edmond Becquerel, Berthelot, Élie de Beaumont, Fizeau, Jamin et H. Sainte-Claire Deville, des savants étrangers, des professeurs au Collège de France et à l'École Polytechnique, des astronomes, des ingénieurs, des officiers, des médecins, des industriels, des constructeurs d'instruments de Physique, enfin de nombreux professeurs des lycées et des collèges les plus reculés de la province. Les premières réunions eurent lieu à la salle Gerson, sous la présidence de M. Fizeau, et M. d'Almeida, nommé secrétaire général, s'occupa dès lors, comme il n'a cessé de le faire depuis, de provoquer des Communications intéressantes et, par l'intérêt croissant des séances, d'appeler chaque fois de nouvelles adhésions.

La Société, qui compte aujourd'hui plus de cinq cents membres, dont plus de cinquante membres à vie, a eu pour présidents MM. Fizeau, Bertin, Jamin, Quet, Becquerel, Blavier, Berthelot, Mascart et Cornu ; elle a eu parmi ses membres honoraires décédés des savants tels que César Becquerel, le P. Secchi, et elle est fière d'y compter aujourd'hui MM. Fizeau, Billet, Plateau, W. Thomson, Joule, Broch et Stokes. Elle publie par les soins de son secrétaire général un bulletin où se trouvent consignées, on peut le dire, toutes les découvertes intéressantes réalisées dans ces huit dernières années. Enfin elle est sur le point d'obtenir, avec la déclaration d'utilité publique, le droit de recevoir des dons et d'élargir dans une mesure correspondante les bienfaits que peuvent en attendre ses membres les plus éloignés. Depuis longtemps déjà une bibliothèque circulante comprenant les publications périodiques françaises et étrangères les plus importantes est mise à la disposition de tous ceux qui le désirent, et une séance solennelle offre pendant le congé de Pâques aux professeurs de province qui ont pu se rendre à Paris toutes les expériences, tous les appareils qui ont été présentés à la Société pendant l'année.

De tels résultats sont dus pour une grande part à l'activité, au désintéressement, à l'esprit conciliant de M. d'Almeida. La Société de Physique était à peu près sa création, et jusqu'à son dernier jour il en a été l'âme.

A la double fonction de directeur du *Journal de Physique* et de secrétaire général de la Société, M. d'Almeida joignit, dans les dernières années de sa vie, celle d'inspecteur général de l'instruction publique. En octobre 1876 il s'était fait suppléer dans sa chaire du lycée Henri IV ; l'été suivant, il fut envoyé en inspection générale comme délégué, puis nommé définitivement inspecteur général en 1879. Cette justice tardive rendue à son mérite lui fut sans doute agréable, mais ce qui le charmait surtout, c'est qu'il était en mesure de juger par ses yeux des progrès de notre enseignement public et de compléter son œuvre en apportant individuellement aux isolés, pour lesquels il avait déjà tant travaillé, l'appui de son expérience pour les diriger et de son autorité pour les protéger au besoin. La mort l'a surpris trop tôt pour qu'il ait pu faire dans nos lycées et dans nos collèges tout le bien qu'attendaient de lui ceux qui connaissaient la justesse de son esprit et l'énergie de son caractère.

Presque toujours absorbé par ses devoirs professionnels ou par des soins d'intérêt général, M. d'Almeida n'a laissé qu'un petit nombre de Mémoires originaux. Le premier en date et le plus étendu est sa Thèse de doctorat ([1]). Lorsqu'une dissolution saline contenue dans un tube en U ou dans tout autre appareil à deux compartiments est soumise à l'action d'un courant électrique entre deux électrodes de platine, on constate que la richesse de la dissolution diminue très inégalement dans chacune de ses deux moitiés. La partie qui s'appauvrit le plus rapidement est tantôt celle qui reçoit le pôle positif, tantôt celle qui reçoit le pôle négatif. Cette anomalie, signalée d'abord par Daniell et Miller ([2]), semblait renverser la théorie de Grotthus; les expériences de Pouillet ([3]), de Hittorf ([4]) et de M. de la Rive ([5]) avaient complété les observations de Daniell et Miller, sans apporter l'explication définitive des phénomènes. Par des expériences ingénieuses, M. d'Almeida établit que l'appauvrissement inégal des diverses parties de la solution est évité, au moins en majeure partie, quand on prend toutes les précautions nécessaires pour maintenir la liqueur électrolytique exactement neutre. En général, on ne peut réussir complètement, même en remplaçant l'électrode positive de platine par une électrode soluble; mais les différences de concentration sont d'autant plus faibles qu'on s'est plus approché de remplir cette condition. M. d'Almeida croit pouvoir en conclure que, quand un courant traverse une dissolution d'un sel métallique, il décompose le sel seulement, l'eau ne jouant d'autre rôle que celui de dissolvant; le sel disparaît en égale quantité près de chaque pôle; mais, si la dissolution est rendue acide, l'eau acidulée et le sel sont tous deux décomposés, et une partie du dépôt métallique est due à une action secondaire exercée, dans ces conditions, par l'hydrogène qui provient de la décomposition de l'eau. Une dissolution primitivement neutre renferme un excès d'acide dès que le courant commence

---

([1]) *Sur la décomposition par la pile des sels dissous dans l'eau*, Thèse présentée avec le numéro d'ordre 195 à la Faculté des Sciences de Paris, et publiée dans les *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. LI, p. 257.

([2]) Daniell et Miller, *Philos. Transact.*, 1844.

([3]) Pouillet, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XX, 1845.

([4]) Hittorf, *Ann. der Physik und Chem.*, t. LXXXIX, 1853.

([5]) De la Rive, *Archives de l'électricité*, t. V.

à passer, et cela alors même que l'on emploie une électrode soluble comme électrode positive. Telle est la théorie, au moins très plausible, proposée par M. d'Almeida ; elle est appuyée sur des expériences parfaitement conduites, et l'on n'en possède pas de plus vraisemblable.

Dans une Note insérée au Tome LI des *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, MM. d'Almeida et Dehérain exposent un essai tenté en vue d'électrolyser une substance organique isolante, l'alcool, qu'ils rendent conductrice en l'additionnant d'acide azotique. L'acide seul est décomposé, et les produits de son électrolyse, réagissant sur l'alcool, donnent au pôle positif de l'aldéhyde, de l'éther acétique et peut-être de l'éther formique, au pôle négatif de l'ammoniaque et des ammoniaques composées.

Signalons encore une Note de M. d'Almeida *sur un appareil stéréoscopique* ([1]), et deux Notes *sur le zinc amalgamé et sur son attaque par les acides* ([2]) et *sur le rôle de la capillarité dans les phénomènes physiques et chimiques* ([3]), toutes publiées dans les *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*. En étudiant les conditions qui favorisent l'attaque du zinc par les acides, l'auteur a été conduit à attribuer un rôle prépondérant à une cause purement physique, la capillarité. Il y a entre l'hydrogène et les métaux une adhérence qui explique la polarisation d'une lame de zinc plongée dans l'eau acidulée ; mais cette adhérence peut être vaincue si des circonstances convenables de forme du métal favorisent la production de grosses bulles qui n'adhèrent au métal que par un contour étroit. C'est ce qui arrive quand le métal, irrégulièrement rongé par un acide, présente des cavités coniques évasées en dehors. La capillarité chasse alors les bulles vers l'orifice de la cavité ; elles grossissent et se détachent, en vertu de la poussée du liquide, quand elles ont acquis un volume suffisant. C'est pour cela qu'une lame de zinc amalgamé, qui n'est pas attaquée d'une manière apparente par l'eau acidulée, laisse dégager de nombreuses bulles dès qu'on la recouvre d'une lame de verre inclinée, et cela alors même que l'ouverture de l'angle des deux lames est dirigée vers le bas. Les obser-

([1]) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XLVII, p. 61.
([2]) *Ibid.*, t. LXVIII, p. 442.
([3]) *Ibid.*, p. 553.

vations de M. d'Almeida rendent compte, au moins en partie, de l'influence de l'état physique sur la polarisation des lames métalliques; en tout cas, elles établissent un lien curieux entre les phénomènes électriques et capillaires, rattachés depuis les uns aux autres d'une manière si frappante par les expériences de M. Lippmann.

Il nous reste encore à rappeler la part de M. d'Almeida dans les expériences publiées en 1873, en commun avec MM. Berthelot et Coulier, *sur la vérification de l'aréomètre de Baumé* [1]. Cet instrument est encore employé dans le commerce pour définir la densité de certains liquides, tels que glycérines, acides, etc., et le désaccord qui existait entre les aréomètres fournis par les différents constructeurs étaient une cause permanente de difficultés. Pour les faire cesser, il fallait donner aux constructeurs une définition précise des conditions dans lesquelles l'instrument doit être gradué et fournir aux industriels des procédés de vérification rapides et précis. Ce double objet a été parfaitement atteint, grâce à des expériences bien faites, d'après lesquelles ont été dressées des Tables calculées par M. d'Almeida et qui doivent être employées pour la vérification de l'aréomètre.

En résumé, M. d'Almeida s'est montré expérimentateur habile et physicien ingénieux. Il possédait les qualités nécessaires pour cela : un jugement sûr, une finesse d'observation et une ténacité peu communes.

Dans la vie privée, il fut un ami sûr et dévoué pour les personnes qu'il honorait de son estime ; bienveillant avec tout le monde, il n'admettait qu'à bon escient dans son intimité et garda toujours une réserve extrême à l'égard de ceux même qu'il aimait le mieux.

L'Université perd en lui un de ses maîtres les plus éminents, la République un de ses serviteurs les plus dévoués, la Patrie un de ses meilleurs citoyens. La fermeté de ses opinions libérales s'était assez ouvertement manifestée dans des temps difficiles pour lui interdire longtemps les hautes positions qu'il était digne d'occuper; mais ce qui doit honorer sa mémoire plus encore que la dignité de son caractère, c'est l'ardeur de son dévouement à la France, qui s'est affirmée sous toutes les formes et dont témoignent si hautement les principales circonstances de sa vie. E. Bouty.

FIN DU TOME NEUVIÈME.

TABLE DES MATIÈRES.

Page 88, ligne 2 à partir d'en bas, au lieu de *perpendiculaire*, on doit lire *parallèle*.

FIN DE LA TABLE DU TOME NEUVIÈME.

TABLE PAR NOMS D'AUTEURS

DES MATIÈRES CONTENUES DANS LES NEUF PREMIERS VOLUMES.

(Les titres des Mémoires sont donnés en abrégé. Le premier nombre inscrit à la suite de chaque Mémoire désigne le volume; le second désigne la page.)

FIN DE LA TABLE PAR NOMS D'AUTEURS DES NEUF PREMIERS VOLUMES.

TABLE ANALYTIQUE DES MATIÈRES

CONTENUES

DANS LES NEUF PREMIERS VOLUMES.

Mécanique et pesanteur.

Actions moléculaires et Capillarité.

Chaleur.

Acoustique.

Électricité et Magnétisme.

Optique.

Météorologie et Physique du globe.